

Farbstoffringlasers

München

aus Wuppertal

München, April 1985

Abstract

Frequenzstabilisierung eines
Farbstoffringlasers

Dissertation der Fakultät für Physik,
Ludwig-Maximilian-Universität
München

vorgelegt von

Ulrich Grzesik
aus Wuppertal

München, April 1985

1. Gutachter: Professor Dr. H. Walther
2. Gutachter: Professor Dr. H.W. Schrötter

Tag der mündlichen Prüfung: 30.7.1985

Abstract

New spectroscopic techniques like laser-cooling of atoms in a beam, use of multiple interaction regions between atoms and laser light (Ramsey method) and ion storage in electromagnetic traps have led to a spectral resolution that is primarily limited by the frequency stability of available dye laser systems. These lasers with "insufficient" performance possess short time frequency stabilities that compare favourably with those of primary cesium standards. Further improvements will have great importance for metrologic applications. Estimations show a possible long time stability and accuracy of optical frequency standards in the 10^{-18} domain, five orders of magnitude ahead of today's primary cesium standards.

Early in 1982 only J. Hall at the National Bureau of Standards operated a dye laser system with frequency fluctuations in the kHz-regime, which could partially use the possibilities of modern spectroscopic techniques. This fact stimulated the reduction of the dye laser linewidth as well as the construction of ion traps at the Max-Planck-Institute of Quantum Optics. Basis of all following endeavours was one of the best commercially available dye ring lasers (CR 699-21) which operates with a simple frequency stabilizing system: a Fabry-Perot-interferometer (quality factor $Q = 1,5 \cdot 10^6$) whose frequency dependent transmission is used for measuring frequency fluctuations, a feed-back amplifier with a bandwidth of 10 kHz and 80 dB maximum suppression of frequency fluctuations and two correcting elements in the laser resonator: a galvanometer driven Brewster plate and a mirror mounted on a piezoelectric transducer. The residual frequency fluctuations of the system were $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 1 \text{ MHz}$.

At first the insufficiently working frequency discriminator unit was replaced. A mechanically stable Fabry-Perot-interferometer with a quality factor of $Q = 1,2 \cdot 10^9$ is used to determine the frequency fluctuations. Application of the radiofrequency sideband technique which was first demonstrated in the visible spectral range by Bjorklund and applied to frequency stabilisation by Hall and Drever

leads to a voltage proportional to the frequency fluctuations of the dye laser which serves as an error signal for the feed-back-loop. In addition to the slow correcting elements of the commercial stabilisation system electrooptic crystals were applied to reduce quick frequency fluctuations. They change their index of refraction n proportional to the electric field and vary the optical path of light $l = n \cdot d$ in the resonator.

A system of servo amplifiers couples the frequency information back to the laser. The maximum bandwidth of nearly three MHz is mainly limited by delays caused by propagation of the light to the Fabry-Perot-interferometer and of the electric signals back to the laser. Quick frequency fluctuations with Fourier-frequencies between 1 kHz and 3 MHz are corrected by the electrooptic crystals, slow ones with $f < 1$ kHz via the elements of the commercial stabilization system. The gain of the servoloop increases with a maximum slope of 12 dB/ Oktave and gives 160 dB peak-reduction of frequency fluctuations.

In the course of time mechanical disturbances of the reference interferometer turned out to be the dominant process causing frequency fluctuations. They change the distance of the mirrors and effect thus the frequency of the longitudinal mode serving as a reference. To isolate the Fabry-Perot-interferometer from any kind of mechanical noise a suspension with a low resonance frequency ($f_0 \approx 4$ Hz) and high quality factor was set up in a high vacuum envelope. The dramatic increase of force transmission in the resonance region is eliminated with a frequency dependent damping system.

The laser frequency is stabilized with one measuring unit while a second one of the same construction served as an analysing tool. In this way an RMS-Linewidth of $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 600$ Hz was obtained. This corresponds to $\Delta\nu/\nu \approx 1 \cdot 10^{-12}$ fractional frequency stability. Only J. Hall demonstrated a better value ($\Delta\nu/\nu \approx 5 \cdot 10^{-13}$) profiting from much more favourable environmental conditions (low level of mechanical noise in a ground floor laboratory compared with a high level in the second floor of the Max-Planck-Institute). In about a year a new building will provide isolated fundaments for the dye laser system and lead to much lower values of frequency fluctuations.

Zusammenfassung

Die Spektroskopie hat durch neuartige Techniken wie Atomstrahlkühlung, Verwendung mehrerer getrennter Wechselwirkungsfelder zwischen Atomen und Laserlicht (Ramsey-Methode) und Ionen-Speicher-Technik ein spektrales Auflösungsvermögen ermöglicht, das nicht mehr allein durch physikalische Effekte sondern überwiegend durch die Frequenzfluktuationen verfügbarer Lasersysteme begrenzt ist. Da diese Laser Frequenzschwankungen aufweisen, die für einige Sekunden kleiner sind als die der primären Cäsium-Standards und vergleichbar mit denjenigen des passiven Wasserstoffmasers, hat die weitere Reduzierung der Frequenzfluktuationen dieser Oszillatoren auch für die Metrologie enorme Bedeutung. Insbesondere verspricht der Aufbau von Frequenznormalen im sichtbaren Spektralbereich eine Steigerung der Frequenzgenauigkeit von bis zu fünf Größenordnungen verglichen mit heutigen primären Cäsium-Standards.

Anfang 1982 gab es nur in der Gruppe um J. Hall am National Bureau of Standards ein Farbstofflasersystem mit Frequenzschwankungen im kHz-Bereich, mit dem das Potential der oben genannten spektroskopischen Techniken zumindest teilweise nutzbar war. Gemeinsam mit dem Aufbau von Ionenfallen wurde deshalb die Reduktion der Frequenzfluktuationen von Farbstofflasern am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Angriff genommen. Ausgangspunkt für diese Arbeit war einer der besten käuflichen Farbstoffringlaser (CR 699-21 von Coherent), der mit einer einfachen Frequenzstabilisierung ausgestattet ist: Einem Fabry-Perot-Interferometer (Güte $Q = 1,5 \cdot 10^6$), dessen frequenzabhängige Transmission zur Messung der Frequenzfluktuationen des Lasers verwendet wird, einem Regelverstärker mit einer Bandbreite von 10 kHz und einer maximalen Unterdrückung der Frequenzschwankungen um 80 dB und zwei Stillelementen im Laserresonator, einer Glasplatte, die über einen Galvanometerantrieb gekippt wird und einem piezoelektrisch verstellbaren Spiegel. Die Restschwankungen der Frequenz bei eingeschalteter Regelung betrugen $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 1 \text{ MHz}$.

Zunächst wurde eine wesentlich verbesserte Einheit zur Messung der Frequenzschwankungen aufgebaut. Sie besteht aus einem mechanisch hochstabilen Fabry-Perot-Interferometer großer optischer Güte

$Q = 1,2 \cdot 10^9$, dessen frequenzabhängige Reflexion zur Bestimmung der Frequenzfluktuationen ausgenutzt wird. Dies geschieht mittels einer Radiofrequenz-Seitenband-Technik (Phasenmodulationsmethode), die von Bjorklund im optischen Spektralbereich demonstriert und von Hall zum ersten Mal zur Laserstabilisierung angewandt wurde. Mit dieser Technik erhält man eine Spannung, die proportional zur Frequenzschwankung des Lasers ist und als Fehlersignal für die Regelung dient.

Neben den langsamen Stellgliedern zur Frequenzkorrektur, die die Coherent-Regelung verwendet, wurden elektrooptische Kristalle zur Verringerung schneller Frequenzschwankungen in den Strahlengang des Laserresonators eingebaut. Sie ändern bei Anlegen einer Spannung ihren Brechungsindex und bewirken so eine Variation der optischen Weglänge $l = n \cdot d$ des Lichts im Resonator und damit der Laserfrequenz.

Zur Rückkopplung der Frequenzinformation auf den Laser wurde ein System von Regelverstärkern entwickelt, das die Fehlersignale verstärkt, formt und für die Ansteuerung der Stellglieder zur Frequenzkorrektur aufbereitet. Die Bandbreite der Regelschleife beträgt annähernd drei MHz und ist im wesentlichen durch die Laufzeit des Lichts zu dem Meßinterferometer sowie der Verzögerung des Regelsignals in den Kabeln begrenzt. Schnelle Frequenzschwankungen mit Fourierfrequenzen f zwischen 1 kHz und 3 MHz werden mit Hilfe der elektrooptischen Kristalle korrigiert, langsame im Bereich $f < 1$ kHz mittels der Stallelemente der kommerziellen Frequenzstabilisierung. Die Verstärkung der Regelschleife steigt zu niedrigen Fourierfrequenzen mit bis zu 12 dB/Oktave an und ermöglicht eine maximale Unterdrückung der Frequenzschwankungen des Lasers von 160 dB.

Im Laufe der Arbeit erwiesen sich mechanische Störungen des Vergleichsinterferometers als begrenzender Faktor für die Frequenzstabilität des Lasers. Sie ändern den Abstand der Spiegel und damit die Frequenz der longitudinalen Mode, die als Referenz dient. Zur Isolation des Referenzresonators von Körperschall und akustischen Störungen dient eine Aufhängung hoher Güte und niedriger Resonanzfrequenz ($f_0 \approx 4$ Hz) in einem Hochvakuumrezipienten. Die Überhöhung der Kraftübertragung im Resonanzbereich wird durch ein frequenzabhängiges elektronisches Dämpfungssystem eliminiert.

Die Laserfrequenz wurde mittels einer Frequenzmeßeinheit stabilisiert, während eine zweite gleicher Konstruktion zur Analyse der erreichten Frequenzstabilität diente. Auf diese Weise konnte eine RMS-Linienbreite von $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 600 \text{ Hz}$ gemessen werden. Dies entspricht einer relativen Frequenzstabilität von $\Delta\nu/\nu \approx 1 \cdot 10^{-12}$. Geringere Frequenzfluktuationen eines Farbstofflasersystems ($\Delta\nu/\nu = 5 \cdot 10^{-13}$) sind durch aussagekräftige Daten nur von Hall am National Bureau of Standards belegt worden, wobei die experimentellen Randbedingungen wesentlich günstiger waren (niedriger Vibrationspegel eines Erdgeschoßlabors verglichen mit hohem im zweiten Stock des Max-Planck-Institutes). Der geplante Aufbau des Farbstofflasersystems auf vom Gebäude getrennte Fundamente im neuen Institut verspricht eine weitere deutliche Reduzierung der Frequenzschwankungen.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555212_0007

GLIEDERUNG

=====

I	<u>Einleitung</u>	3
II	<u>Beschreibung der "Linienbreite" eines Lasers</u>	
II 1.	Einleitung und Übersicht über das Kapitel	8
II 2.	Schawlow-Townes-Grenze	9
II 3.	Modell zur Beschreibung der Linienbreite	10
II 4.	Wirkung der Amplitudenmodulation	12
II 5.	Wirkung der Frequenzmodulation	14
II 6.	Definition exakter Größen zur Beschreibung der Frequenzstabilität	16
6.1.	Spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen $S_{\Delta\nu}(f)$	16
6.2.	Allan-Varianz $\sigma_y(\tau)$	17
6.3.	RMS-Linienbreite $\Delta\nu_{\text{RMS}}$	18
II 7.	Zusammenhänge zwischen $\Delta\nu_{\text{RMS}}$, $S_{\Delta\nu}(f)$ und der Breite der spektralen Leistungsdichte der Laserstrahlung	20
II 8.	Meßmethoden	22
8.1.	Messung der Schwebungsfrequenz zweier Laser	22
8.2.	Frequenzdiskriminatormethode	24
III	<u>Methode der Linienbreiteneinengung</u>	
III 1.	Einleitung und Übersicht	26
III 2.	Einige Grundbegriffe der Regeltechnik	28
III 3.	Frequenzstabilisierung des kommerziellen CR 699-21 Ringlasers	31
III 4.	Beseitigung mechanischer Instabilitäten des CR 699-21	33
III 5.	Referenzresonatoren	37
5.1.	Mechanischer Aufbau	37
5.2.	Optische Eigenschaften	39

III 6.	Isolation der Referenzresonatoren	42
6.1.	Prinzip der Schwingungsisolation	42
6.2.	Mechanische Aufhängung	44
6.3.	Elektronische Dämpfung	47
III 7.	Frequenzdiskriminatortechnik: die Phasenmodulationsmethode	50
7.1.	Prinzip	50
7.2.	Experimenteller Aufbau	54
III 8.	Elektronisches Rückkopplungssystem	56
8.1.	Schnelles Stellglied	58
8.2.	Struktur des Systems von Regelverstärkern und Frequenzgänge	58
IV	<u>Ergebnisse der Linienbreiteneinengung und Diskussion</u>	
IV 1.	Leistungsfähigkeit des Servosystems (Messung des Fehlersignals)	64
IV 2.	Messung der Frequenzfluktuationen mit einem unabhängigen Diskriminator	68
IV 3.	Diskussion und Interpretation der Ergebnisse	71
IV 4.	Vorschläge zur weiteren Verringerung mechanischer Störungen	76
IV 5.	Begrenzung der Frequenzstabilität durch zusätzliche Störprozesse	80
V	<u>Schlußbemerkungen</u>	83
ANHANG I:	Ableitung der Speicherzeit eines Fabry-Perot- Interferometers	84
ANHANG II:	Fabry-Perot-Interferometer als Meßgerät für schnelle Phasenschwankungen	86
	Literaturverzeichnis	87

I Einleitung

Der enorme neuerliche Aufschwung der optischen Spektroskopie seit Anfang der siebziger Jahre beruht auf den einzigartigen Eigenschaften des Lasers - der Kohärenz seines Strahlungsfeldes zusammen mit dessen großer räumlicher und spektraler Energiedichte. Dies führte auf der einen Seite zur Belebung vieler geläufiger spektroskopischer Techniken, erforderte auf der anderen aber die Entwicklung bisher nicht bekannter Methoden, vor allem im Bereich der hochauflösenden Spektroskopie, der im folgenden betrachtet wird.

Für die Nutzung des großen spektralen Auflösungsvermögens insbesondere von Ein-Moden-Lasern war zunächst die Überwindung der Dopplerverbreiterung notwendig, was mit neuartigen nichtlinearen Techniken gelang: der Sättigungsspektroskopie [1] und der Zwei-Photonen-Absorption [2] sowie deren vielfältigen Varianten. Die Verbesserung der Auflösung stieß bald wieder an eine Grenze aufgrund der endlichen Wechselwirkungszeit zwischen den untersuchten Atomen oder Molekülen und dem abfragenden Laserlicht. Die Überwindung dieses Effekts ist eines der wesentlichen Ziele in jüngster Zeit entwickelter Techniken zur höchstaflösenden Spektroskopie.

Die Aufweitung des Laserstrahls als nächstliegende Gegenmaßnahme stößt im sichtbaren Spektralbereich bei Durchmessern von einigen Zentimetern auf schwer zu überwindende Schwierigkeiten: Die mit verfügbaren, ausreichend schmalbandigen Lasern erreichbare Leistungsdichte genügt nicht mehr für die Anwendung der nichtlinearen dopplerfreien Methoden. Außerdem treten Probleme mit der Größe der erforderlichen optischen Komponenten auf.

Eine deutliche Verbesserung der Auflösung ist mit der sogenannten Ramsey-Technik möglich, die von Baklanov et al. [3] für sichtbares Licht vorgeschlagen und von Bergquist et al. erstmals angewandt worden ist [4]. Hier erzeugt man durch mehrere Wechselwirkungszone von Laser- und Atomstrahl Signalbreiten, die durch die Laufzeit der Atome zwischen den Zonen begrenzt wird. Mit dieser Methode gelang es Bergquist und Barger, die Interkombinationslinie von Ca mit einer vollen Halbwertsbreite von 2 kHz zu beobachten und die Rück-

stoßaufspaltung von 23 kHz aufzulösen [5]. Dies ist bis heute die höchste im Sichtbaren demonstrierte Auflösung geblieben. Die Ramsey-Technik stellt hohe Anforderungen an das Experiment, weil sie eine phasenstarre Kopplung der Laserstrahlung in den verschiedenen Wechselwirkungszoneen verlangt, was bei 21 cm Abstand im erwähnten Ca-Experiment bereits erhebliche Schwierigkeiten beim mechanischen Aufbau verursacht hat. Außerdem werden Linienform und -position maßgeblich vom Dopplereffekt zweiter Ordnung (Zeitdilatation der speziellen Relativitätstheorie) mitbestimmt. Es tritt also ein weiterer die Auflösung begrenzender physikalischer Effekt in Erscheinung. Man versucht, dieses Problem durch eine nahezu kollineare Anordnung von Laser- und Atomstrahl mit gleichzeitiger Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung im Teilchenstrahl zu lösen (Helmcke [6]).

Eine Alternative zur Erhöhung der Auflösung stellt die Laserkühlung eines Atomstrahls dar. Dazu verwendet man gegenläufige Teilchen- und Laserstrahlen und stimmt die Frequenz des Lasers auf die niederfrequente Flanke des Dopplerprofils ab. Atome, die auf den Laserstrahl zufliegen, absorbieren resonant und nehmen ein Impulsquant auf. Da die nachfolgende spontane Emission im wesentlichen isotrop erfolgt, findet im statistischen Mittel ein Impulsübertrag statt und die Teilchen werden abgebremst. An diesen langsamen Atomen kann entweder mit aufgeweiteten Laserstrahlen oder mit der Ramsey-Technik Spektroskopie betrieben werden. Die erfolgreiche Kühlung von Atomen im Strahl wurde bisher von zwei Gruppen demonstriert [7,8], jedoch stehen hochauflösende Experimente an langsamen Atomen noch aus.

Die derzeit aussichtsreichste Methode der höchstaflösenden Spektroskopie besteht in der Speicherung von wenigen oder sogar einzelnen Ionen in Quadrupol-Elektrodenanordnungen, den "Penning" bzw. "Paul"-Fallen [9]. Dort können Ionen praktisch unbegrenzt lange festgehalten werden, so daß die Transitzeit-Verbreiterung nicht mehr auftritt. Der Dopplereffekt erster Ordnung wird entweder mit den oben beschriebenen nichtlinearen Methoden oder bei einzelnen Ionen durch Laserkühlung eliminiert [10]. Dabei wird die periodische Eigenbewegung des Ions um den Fallenmittelpunkt soweit unterdrückt, daß die hiermit verbundene Dopplerverschiebung der Laser-

frequenz nur noch wie eine schwache Phasenmodulation des Laserstrahls wirkt und eine Linienverbreiterung nicht mehr auftritt (Lamb-Dicke-Effekt [11]). Die drastische Verringerung der thermischen Geschwindigkeit der Ionen durch die Laserkühlung reduziert den Dopplereffekt zweiter Ordnung ebenfalls so weit, daß er vernachlässigt werden kann. Damit wird ein neuer Bereich extrem hoher spektraler Auflösung zugänglich.

Mit den geschilderten Techniken der höchstauflösenden Spektroskopie erschließen sich Präzisionsexperimente von zum Teil fundamentaler Bedeutung. Von großem Interesse ist zum Beispiel die Untersuchung der Energieniveaus im Wasserstoff, da für dieses einfachste Atom genaue quantenelektrodynamische Rechnungen vorliegen und die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie empfindlich geprüft werden kann. Aus einer präzisen Absolutmessung der Frequenz des Zwei-Photonen-Überganges $1S \rightarrow 2S$ (berechnete Lebensdauer $\tau = 0,14 \text{ s}$) läßt sich die Rydbergkonstante um eine Größenordnung genauer gewinnen [12] als heute nach einem Experiment von Lichten, das eine relative Genauigkeit von 10^{-9} ergab [13]. Durch Vergleich der Frequenzen des $1S \rightarrow 2S$ - und $2S \rightarrow 4S$ -Übergangs kann man einen 1000-fach genaueren Wert für die Grundzustands-Lambverschiebung erhalten [12]. Eine Präzisionsmessung der Differenzfrequenz des $1S \rightarrow 2S$ -Übergangs in Wasserstoff und Deuterium ermöglicht eine bessere Bestimmung des Elektron-Proton-Massenverhältnisses, und aus dem Vergleich der $1S \rightarrow 2S$ -Übergangsenergie mit geschickt gewählten $2S \rightarrow nS$ -Übergängen läßt sich eine dimensionslose Größe gewinnen, die einen Test der quantenelektrodynamischen Rechnungen erlaubt, ohne eine Begrenzung durch unzureichend genau bekannte Eigenschaften des Atomkerns aufzuweisen [12].

Ein anderes Anwendungsfeld betrifft Tests der Relativitätstheorie, wie etwa Präzisionsbestimmungen des Doppler-Effekts zweiter Ordnung mittels spektroskopischer Methoden [14], die eine 300-fache Verbesserung der mit schnellen Muonen am CERN-Speicherring gewonnenen Ergebnisse versprechen [15]. Eine mehr als dreißigfach höhere Genauigkeit wurde bereits von Kaivola et al. erreicht [16]. Tests der Isotropie der Lichtgeschwindigkeit können am gleichen Aufbau mit relativen Genauigkeiten von besser als 10^{-8} durchgeführt werden.

Eines der zur Zeit wohl anspruchsvollsten Projekte im Bereich der höchstaufauflösenden Spektroskopie ist die Anwendung der Ionen-Speicher-Technik zum Aufbau von Frequenzstandards im sichtbaren Spektralbereich. Hierzu schließt man Ionen ein, bei denen vom Grundzustand aus ein kurzlebige Niveau zur Laserkühlung angeregt werden kann und gleichzeitig ein metastabiler Zustand erreichbar ist, dessen natürliche Breite die Auflösung nicht begrenzt. Solche Niveaustrukturen existieren in Hg^+ [17], Ga^+ , In^+ und Tl^+ [18] und einigen weiteren Ionen, wobei zum Beispiel die Lebensdauer des metastabilen Niveaus im Quecksilber $T = 0,1 \text{ s}$ beträgt [19]. Die Ionen werden mit einem Laserstrahl abgekühlt und die Resonanzfluoreszenz auf diesem Übergang zum Nachweis einer Anregung in den metastabilen Zustand ausgenutzt: Wird durch einen zweiten extrem schmalbandigen Laser ein Übergang in das langlebige Niveau induziert, fehlt für die Lebensdauer des Elektrons in diesem Zustand das Fluoreszenzsignal des Kühlüberganges. Dies erlaubt einen sicheren Nachweis jeder erfolgten Besetzung des metastabilen Niveaus. Stabilisiert man die Frequenz eines Lasers auf die des Übergangs in den langlebigen Zustand, so erhält man einen Frequenzstandard, dessen Genauigkeit diejenige der heute betriebenen primären Cäsium-Standards ($\Delta\nu/\nu \sim 10^{-13}$) möglicherweise um bis zu fünf Größenordnungen übertreffen kann [18].

Grundvoraussetzung für die Nutzung des Potentials der Techniken zur höchstaufauflösenden Spektroskopie und die Durchführung der oben beschriebenen Experimente ist ein Lasersystem, das auf der einen Seite die notwendigen Frequenzen für die Untersuchung der interessanten elektronischen Übergänge erzeugen kann und auf der anderen eine Linienbreite besitzt, die die Auflösung der extrem scharfen Resonanzen gestattet. Das erste Kriterium kann im sichtbaren und nahen ultravioletten Spektralbereich zur Zeit mit Farbstofflasern annähernd erfüllt werden, während das zweite eine Reduzierung der Frequenzschwankungen bestehender Systeme um mindestens drei Größenordnungen verlangt. Die experimentell mögliche Auflösung ist also beim gegenwärtigen Entwicklungsstand durch die mangelnde Frequenzstabilität verfügbarer Lasersysteme begrenzt.

Als im Frühjahr 1982 am MPI für Quantenoptik der Aufbau eines Ionenfallenexperiments begann, war es deshalb dringend notwendig, die systematische Entwicklung der Frequenzstabilisierung von Farbstofflasern in Angriff zu nehmen. Während zu dieser Zeit lediglich in der Gruppe um J. Hall in Boulder ein Farbstofflaser mit kHz-Auflösung vorhanden war, gibt es heute ähnliche Systeme bei IBM in San José [20] und bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig [21].

In dieser Arbeit wird die Frequenzstabilisierung eines Farbstoffringlasers bis zu Restfluktuationen von $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 600 \text{ Hz}$ beschrieben; das entspricht einer relativen Stabilität von $\Delta\nu/\nu \approx 1 \cdot 10^{-12}$. Nur Hall am National Bureau of Standards hat durch aussagekräftige Daten bessere Werte ($\Delta\nu/\nu \approx 5 \cdot 10^{-13}$) demonstriert. Zunächst werden in Kapitel II Mechanismen dargestellt, die zur Entstehung der Linienbreite des Lasers führen, Größen zur Beschreibung der Frequenzfluktuationen definiert und schließlich Methoden zur Messung der Frequenzschwankungen angegeben. Der Aufbau des Lasersystems sowie einige Grundzüge der Regeltechnik und Schwingungsisolation werden in Kapitel III beschrieben. Die Versuchsergebnisse, deren Diskussion und Interpretation finden sich in Kapitel IV zusammen mit der Beschreibung von möglichen Maßnahmen zur weiteren Erhöhung der Frequenzstabilität.

II Beschreibung der Linienbreite eines Lasers

II 1. Einleitung und Übersicht

Die Emission von Oszillatoren wird im Frequenzbereich üblicherweise durch die spektrale Leistungsdichte $I(\nu)$ beschrieben. Die "Linienbreite" ist der Abstand der Halbwertspunkte dieser Funktion. Theoretische Berechnungen für ideale Laser, bei denen eine Mode oszilliert und keine Schwankungen der Resonatoreigenfrequenzen auftreten, ergeben extrem kleine Werte der Linienbreite, die um zehn oder mehr Größenordnungen unter den Meßwerten an realen Systemen unter Laborbedingungen liegen (II 2).

Ursache für diese Diskrepanz sind Störeinflüsse wie z.B. mechanische Erschütterungen des Resonators oder Schwankungen der Dicke oder Dichte des aktiven Mediums. Sie führen zu statistischen Fluktuationen der Frequenz der longitudinalen Mode und damit zu Schwankungen der Emissionsfrequenz des Lasers. Hierdurch wird die spektrale Leistungsdichte zeitabhängig $I(\nu) = I(\nu, t)$. Die gewohnten Begriffe der Linienform und -breite sind in diesem Fall nur noch bedingt sinnvoll und müssen schärfer gefaßt werden (II 3). Nach einer kurzen Betrachtung der unterschiedlichen Wirkung von Amplituden- und Frequenzmodulation auf das Emissionsspektrum (II 4 und 5) werden in II 6 exakte Größen zur Beschreibung der Frequenzfluktuationen definiert. Deren Zusammenhang mit der Breite $\Delta\nu_s$ von $I(\nu, t)$ enthält Kapitel II 7. Zum Abschluß werden Meßmethoden zur Bestimmung der Frequenzfluktuationen angegeben (II 8).

II 2. Schawlow-Townes-Grenze

Für die folgenden Betrachtungen wird ein Laser vorausgesetzt, bei dem eine longitudinale Mode der Mittenfrequenz ν_0 oszilliert. Die Linienbreite der zugehörigen Transmissionskurve des Resonators sei $\Delta\nu$. Pumpintensität und spektrale Zusammensetzung der Pumpstrahlung sollen ebensowenig schwanken wie die "optische" Resonatorlänge $l = n \cdot d$ (n Brechungsindex, d geometrische Länge). Von allen sonstigen Störungen technischer Natur wird abgesehen.

Der wichtigste Mechanismus der Linienverbreiterung ist die spontane Emission von Photonen in die Resonatormode, welche durch stimulierte Emission lawinenartig verstärkt werden und zu einer Phasendiffusion des monochromatischen Strahlungsfeldes führen. Für Zeiten t , die groß gegen typische Zeitkonstanten dieses statistischen Prozesses sind, erhält man eine Lorentzkurve $I(\nu)$, deren Breite zuerst von Schawlow und Townes durch intuitive Abänderung einer Formel für Mikrowellenoszillatoren angegeben wurde [22]:

$$\delta\nu = \pi \cdot h\nu \cdot (\Delta\nu)^2 / P$$

P - Laserleistung

$\Delta\nu$ - Linienbreite der Transmissionskurve des Resonators

h - Plancksches Wirkungsquant

ν - Laserfrequenz

Inzwischen existieren eine Reihe von Berechnungen für $\delta\nu$ [23], die jedoch keine gravierenden numerischen Korrekturen ergeben haben. Für unser System ($\nu = 5 \cdot 10^{14}$ Hz, $\Delta\nu = 20$ MHz, $P = 300$ mW) erhalten wir:

$$\delta\nu = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$$

II 3. Modell zur Beschreibung der Linienbreite

Ausgangspunkt ist ein idealer Laser, wie er in II 2 beschrieben wurde. Der kleine Wert der Schawlow-Townes-Linienbreite rechtfertigt die Annahme einer streng monochromatischen Emission der Feldstärke E_0 und Frequenz ν_0 :

$$E(t) = E_0 \cdot \cos 2\pi\nu_0 t$$

Die Fluktuationen der optischen Resonatorlänge $l = n \cdot d$ sowie der Amplitude und spektralen Zusammensetzung der Pumpintensität führen zu Amplituden- und Phasenmodulation:

$$E(t) = E_0(t) \cdot \cos[2\pi\nu_0 t + \phi(t)]$$

Die Zeitabhängigkeit von Amplitude und Phase führt zu einer spektralen Leistungsdichte $I(\nu, t)$. Erst wenn für Beobachtungszeiten $\tau \gg T^*$ eine mittlere Größe $I(\nu, \tau) = \langle I(\nu, t) \rangle^{**}$ entsteht, ist der Begriff der spektralen Leistungsdichte im üblichen Sinn anwendbar. Im hier interessierenden Fall gilt jedoch $\tau \sim T$, so daß die Zeitabhängigkeit von $I(\nu, t)$ im allgemeinen beachtet werden muß.

Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, kann man den Einfluß der Amplitudenmodulation auf $I(\nu, \tau)$ in den meisten Fällen vernachlässigen. Damit enthalten die Funktionen $\phi(t)$ bzw. $\dot{\phi}(t)$ alle wesentlichen Informationen über die spektrale Verteilung der Intensität. Wegen der großen Zahl zufälliger Störprozesse, die die Zeitabhängigkeit von ϕ verursachen, ist eine statistische Analyse notwendig. $\phi(t)$ und $\dot{\phi}(t)$ werden als kontinuierliche, zufällige Variablen im Sinn der Statistik betrachtet, die stationäre und ergodische Prozesse beschreiben. Zur Vereinfachung sei von einer Frequenzdrift abgesehen, d.h. $\langle \dot{\phi}(t) \rangle = 0$. Im folgenden wird die Frequenzabweichung $\Delta\nu(t) = \dot{\phi}(t) - \langle \dot{\phi}(t) \rangle$ oder die normierte Größe $y(t) = \Delta\nu(t)/\nu_0$ betrachtet.

* T - typische Zeitkonstante der Schwankungen von $E_0(t)$ und $\phi(t)$

** $\langle \rangle$ - bezeichnet das Zeitmittel über das Intervall τ

Es gibt nun zwei verschiedene Fragestellungen für die weitere Analyse: Bei der Anwendung des Lasers als Frequenzstandard wird ein Maß für die Frequenzstabilität verlangt, das Information über den zeitlichen Ablauf und die statistische Natur der Fluktuationen enthält. Man hat sich heute auf die Verwendung zweier Größen geeinigt: der Allan-Varianz und der spektralen Leistungsdichte der Frequenzschwankungen. Sie werden in II 6.1 bzw. 6.2 ausführlich behandelt. Wendet man den Laser in der Spektroskopie an, dann interessiert die "effektive" spektrale Linienform $I(\nu, \tau)$, die in der Meßzeit τ durch die fluktuierende Laserfrequenz erzeugt wird, denn deren Breite $\Delta\nu_s$ gibt das Auflösungsvermögen des Laserspektrometers an. $\Delta\nu_s$ wird gewöhnlich durch die RMS-Linienbreite $\Delta\nu_{\text{RMS}}$ abgeschätzt (II 6.3). Dabei entstehen Probleme, die in II 7 gemeinsam mit den Zusammenhängen zwischen den bisher genannten Größen diskutiert werden. Kapitel II 8 enthält Methoden zur Messung der Frequenzfluktuationen.

II 4. Wirkung der Amplitudenmodulation

Die reine Amplitudenmodulation der elektrischen Feldstärke

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 (e^{i2\pi\nu_0 t} + e^{-i2\pi\nu_0 t})$$

durch eine Anregungsfunktion $A(t)$ ergibt:

$$E_m(t) = \frac{1}{2} E_0 [1 + A(t)] (e^{i2\pi\nu_0 t} + e^{-i2\pi\nu_0 t})$$

$\tilde{A}(f)$ bezeichne die Fouriertransformierte von $A(t)$:

$$\tilde{A}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) e^{i2\pi f t} dt$$

Da nur positive Modulationsfrequenzen einen physikalischen Sinn haben, ist die gesamte notwendige Information in $\tilde{A}(f)$ für $f > 0$ enthalten und darf für die weitere mathematische Behandlung $\tilde{A}(f) = \tilde{A}(-f)$ angenommen werden.

Der Betrag $A(f) = |\tilde{A}(f)|$ gibt die Stärke der durch $A(t)$ beschriebenen Modulation als Funktion der Fourierfrequenz f an. Die spektrale Verteilung von $E_m(t)$ wird entsprechend gegeben durch:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_m(f) &= \frac{E_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [1+A(t)] [e^{i2\pi\nu_0 t} + e^{-i2\pi\nu_0 t}] e^{i2\pi f t} dt \\ &= \frac{E_0}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} [1+A(t)] [e^{i2\pi(\nu_0+f)t} + e^{-i2\pi(\nu_0-f)t}] dt \\ &= \frac{E_0}{2} [\delta(\nu_0+f) + \delta(\nu_0-f) + \tilde{A}(\nu_0+f) + \tilde{A}(\nu_0-f)] \end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet δ die Diracsche Deltafunktion.

Beschränkt man sich wieder auf physikalisch sinnvolle positive Frequenzen, so gilt:

$$\tilde{E}_m(f) = \frac{E_0}{2} [\delta(\nu_0-f) + \tilde{A}(\nu_0-f)]$$

Die Amplitudenmodulation führt also zu einer Verschiebung des Anregungsspektrums $A(f)$ um die Frequenz ν_0 . Die spektrale Verteilung $E(f) = |\tilde{E}(f)|$ besteht aus der ungestörten Amplitude der Trägerfrequenz (beschrieben durch die δ -Funktion) zuzüglich einer breiten Verteilung, die durch $A(\nu_0 - f)$ gegeben wird und symmetrisch zu ν_0 ist (siehe Abb. (II 1)). Gilt z.B. $A(f) < 0,05$, was ein typischer Wert für Farbstofflasersysteme ist, so erhält man einen breiten Untergrund niedriger Intensität, aus dem die nicht verbreiterte Linie dominierend herausragt. Durch Amplitudenstabilisierung kann man leicht $A(f) < 10^{-3}$ erreichen, so daß auch für anspruchsvolle Anwendungen der Einfluß der Amplitudenmodulation zu vernachlässigen ist.

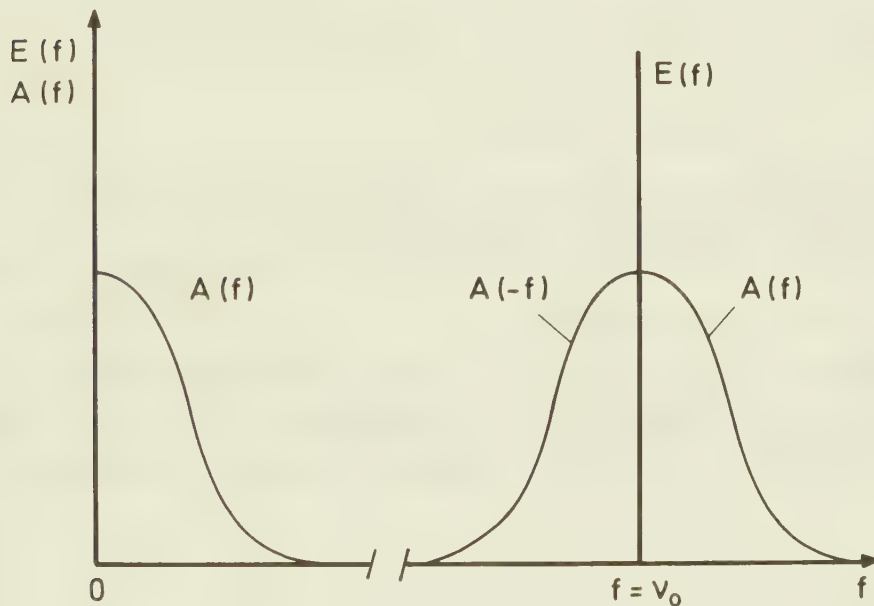


Abb. (II 1) Einfluß von Amplitudenmodulation auf die Linienbreite eines Lasers
 $E(f)$ - unmodulierte Laseramplitude
 $A(f)$ - Anregungsspektrum

II 5. Wirkung der Frequenzmodulation

Wir betrachten zunächst eine rein harmonische Frequenzmodulation mit dem Hub $\Delta\nu$ und der Frequenz f .

$$\nu = \nu_0 + \Delta\nu \cdot \cos 2\pi f t$$

Für die Phase gilt dann:

$$\phi(t) = 2\pi \left[\nu_0 t + \frac{\Delta\nu}{2\pi f} \cdot \sin 2\pi f t \right]$$

Die Größe $M := \frac{\Delta\nu}{f}$ wird Modulationsindex genannt und beschreibt den maximal auftretenden Phasenhub. Eine monochromatische Laseroszillation (im folgenden auch als "Träger" bezeichnet), die dieser Frequenzmodulation unterworfen wird, schreibt sich dann:

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{i(2\pi\nu_0 t + M \sin 2\pi f t)}$$

Da die modulierte Größe $\phi(t)$ im Argument einer harmonischen Funktion steht, ist die Frequenzmodulation ein nichtlinearer Prozess. Außer den ersten Seitenbändern bei $\nu = \nu_0 \pm f$ erhält man bei genügend hohem Modulationsindex eine Fülle von weiteren bei $\nu_0 \pm 2f$, $\nu_0 \pm 3f$, etc. Die Bandbreite des frequenzmodulierten Trägers hängt von der Stärke der Modulation ab und wird gegeben durch $\Delta\nu \approx M \cdot f$ [24].

Die exakte Entwicklung in eine Fourierreihe lautet:

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{i2\pi\nu_0 t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(M) e^{in\Omega t} + \text{c.c.}$$

Dabei ist J_n die ganzzahlige Besselfunktion n -ter Ordnung und $\Omega = 2\pi f$.

Die Entwicklung bei kleinem Modulationsindex $M < 2$ führt zu:

$$\begin{aligned} \frac{E(t)}{E_0} &= \left(1 - \frac{M^2}{4}\right) \cos 2\pi\nu_0 t - \frac{M}{2} [\cos 2\pi(\nu_0 - f)t - \cos 2\pi(\nu_0 + f)t] \\ &\quad - \frac{M^2}{8} [\cos 2\pi(\nu_0 + 2f)t + \cos 2\pi(\nu_0 - 2f)t] \end{aligned}$$

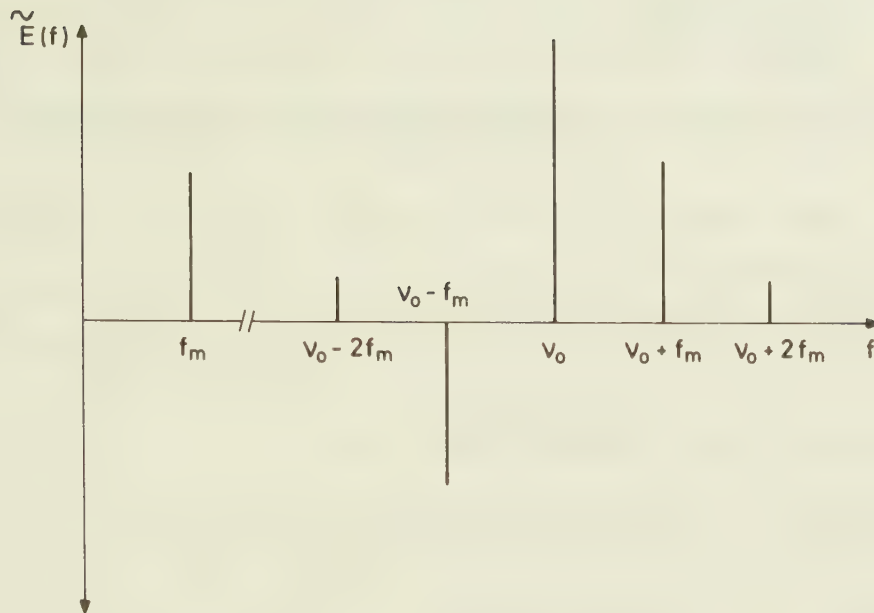


Abb. (II 2): Spektrum der frequenzmodulierten Amplitude $\tilde{E}(f)$ als Funktion der Frequenz ($M = 1,1$)

Das entsprechende Fourierspektrum $\tilde{E}(f)$ ist in Abb. (II 2) gezeigt. Wesentlich ist das unterschiedliche Vorzeichen der beiden ersten Seitenbänder bei gleichem Betrag.

II 6. Definition exakter Größen zur Beschreibung der Frequenzstabilität

II 6.1 Spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen

Dieses Maß dient zur Charakterisierung der Frequenzschwankungen $\Delta u(t)$ eines Oszillators als Funktion der Fourierfrequenz f , bei der sie auftreten. Die spektrale Leistungsdichte der Funktion $\Delta u(t)$ ist die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion [25]:

$$S_{\Delta u}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(t) e^{i2\pi f t} dt$$

Hierbei ist die Autokorrelationsfunktion gegeben durch:

$$R(\tau) = \langle \Delta u(t) \Delta u(t-\tau) \rangle$$

In der vorliegenden Arbeit werden nur beschränkte, stetige Funktionen $\Delta u(t)$ über endliche Zeitintervalle T analysiert. In diesem Fall kann $\Delta u(t)$ in eine Fourierreihe entwickelt werden [25]:

$$\Delta u(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{in\omega_0 t} + \text{c.c.}$$

mit

$$a_n = \frac{1}{T} \int_0^T \Delta u(t) e^{in\omega_0 t} dt$$

und

$$\omega_0 = 2\pi/T.$$

Die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen ist dann definiert als [25]:

$$S_{\Delta u}(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |a_n|^2 \delta(f - nf_0)$$

mit $f_0 = \frac{1}{T}$.

Diese Definition ist wichtig für das Verständnis des Kap. II 7 und die Analyse und Interpretation der Ergebnisse in Kap. IV. $S_{\Delta u}(f)$ gibt im wesentlichen das Betragsquadrat der Fourierkomponente

obiger Entwicklung bei der Frequenz f an. Die Wurzel $\sqrt{S_{\Delta\omega}(f)}$, die gebräuchlicherweise aufgetragen wird, ist ein Maß für den Betrag der Fourierkomponente bei der Frequenz f . Durch die δ -Funktion wird eine Normierung von $|a_n|^2$ auf die Bandbreite f_0 bewirkt, da Integration von $S_{\Delta\omega}(f)$ über ein Intervall f_0 um $f_1 = (f - nf_0)$ gerade $|a_n|^2$ ergibt.

$S_{\Delta\omega}(f)$ besitzt die Dimension einer Dichte; $[S_{\Delta\omega}(f)] = \frac{\text{Hz}^2}{\text{Hz}}$ bzw. $[\sqrt{S_{\Delta\omega}(f)}] = \frac{\text{Hz}}{\sqrt{\text{Hz}}}$. Die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen ist ein vom "Subcommittee on Frequency Stability" des IEEE empfohlenes Maß für die Frequenzstabilität [26]. Vom theoretischen Standpunkt her gesehen, stellt sie die fundamentale Größe dar, da alle anderen aus ihr berechnet werden können. Bei der praktischen Arbeit mit dem Laseroszillator ist mittels $S_{\Delta\omega}(f)$ die gezielte Identifikation von Störfaktoren möglich, die meist charakteristische Fourierfrequenzen zeigen. Außerdem werden die Rauschprozesse nach der Frequenzabhängigkeit ihrer spektralen Rauschleistungsdichte klassifiziert (weißes Rauschen, $1/f$ -Rauschen etc.).

II 6.2. Allan-Varianz

Zur Charakterisierung der Frequenzstabilität im Zeitbereich wird die Allan-Varianz benutzt, die das zweite international empfohlene und gebräuchliche Maß ist [24]. Man geht aus vom Mittelwert der relativen Frequenzschwankung $y(t)$ über den Zeitraum τ :

$$y_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt$$

Hierbei ist $t_{k+1} = t_k + \tau$ vereinbart, so daß die Datengewinnung ohne Totzeit vorgenommen wird und somit der gesamte Informationsgehalt der Funktion $y(t)$ im Beobachtungszeitraum berücksichtigt wird. Aus den Mittelwerten y_k aneinandergrenzender Zeitintervalle wird nun die Varianz gebildet,

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \frac{(y_{k+1} - y_k)^2}{2} \right\rangle ,$$

wobei $\langle \rangle$ das Scharmittel über sämtliche aus den Messungen berechneten Mittelwertpaare bezeichnet. Die so gebildete Größe heißt Allan-Varianz oder Paarvarianz. Die spezielle Definition bezieht ihre Berechtigung daraus, daß die Allan-Varianz für die meisten Rauschprozesse endliche Werte liefert, wenn man die Zahl der Messungen gegen ∞ gehen läßt. Dies ist für strenger definierte "wahre" Varianzen nicht der Fall (zum Beispiel RMS-Linienbreite (siehe II 6.3) bei Schrotrauschen: $S_{\Delta u}(f) = \text{const.} \Rightarrow \Delta u_{\text{RMS}} \rightarrow \infty$). Außerdem ist $\sigma_y^2(\tau)$ einfach aus den Messungen zu gewinnen. Eine exzellente Übersicht über mögliche alternative Definitionen und die spezielle Problematik findet sich bei Rutman [27].

Der Zusammenhang zwischen Allan-Varianz und spektraler Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen wird gegeben durch:

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^{\infty} S_y(f) \frac{2 \sin^4 \pi \tau f}{(\pi \tau f)^2} df$$

$\sigma_y^2(\tau)$ enthält also Beiträge aus unterschiedlichen Bereichen von Fourierfrequenzen. Die Berechnung von $S_y(f)$ aus $\sigma_y^2(\tau)$ ist deshalb im allgemeinen Fall nicht möglich. Aus dem gleichen Grund ist die Allan-Varianz für die konkrete Suche nach Störfaktoren ein schwaches analytisches Hilfsmittel. Da $\sigma_y(\tau)$ aber direkt den mittleren Fehler aufeinanderfolgender Frequenzmessungen mit Meßzeit τ wiedergibt, eignet es sich hervorragend zur Charakterisierung des zeitlichen Verhaltens eines Oszillators, was besonders für die Anwendung eines Frequenzstandards als Zeitbasis relevant ist. Hier liegt das hauptsächliche Anwendungsgebiet der Allan-Varianz. Auch die Art des Rauschprozesses kann aus dem Verlauf von $\sigma_y(\tau)$ ermittelt werden. Für weitere Informationen sei auf die Fachliteratur verwiesen [27].

II 6.3. RMS-Linienbreite

Am weitesten verbreitet ist die Angabe der "RMS-Linienbreite", bezeichnet mit Δu_{RMS} . Sie ist die Varianz von $\Delta u(t)$ und beschreibt damit die mittlere quadratische Abweichung der Laserfrequenz von u_0 :

$$(\Delta u_{\text{RMS}})^2 = \langle (\Delta u)^2 \rangle$$

Diese Größe hängt im Experiment von der Meßzeit T ab, bzw. bei Charakterisierung im Frequenzbereich von der Bandbreite der Fourierfrequenzen, deren Beiträge registriert werden. Diese Abhängigkeit wird im Zusammenhang zwischen Δu_{RMS} und $S_{\Delta u}(f)$ deutlich:

$$(\Delta u_{\text{RMS}})^2 = \int_{f_1}^{f_2} S_{\Delta u}(f) df$$

Die Integrationsgrenzen f_1 und f_2 müssen durch $(0, \infty)$ ersetzt werden, um die theoretische Beziehung beider Größen streng zu erhalten [25].

Man verwendet Δu_{RMS} nur als integrales Maß mit Meßzeiten, die so groß sind, daß Drifteffekte gerade noch eine untergeordnete Rolle spielen. Darstellungen der RMS-Linienbreite als Funktion der Meßzeit oder Bandbreite sind nicht gebräuchlich.

II 7. Zusammenhänge zwischen Δu_{RMS} , $S_{\Delta u}(f)$ und der Breite der spektralen Leistungsdichte Δu_s der Laserstrahlung

Wie in Kapitel II 6.1 dargestellt, gibt $\sqrt{S_{\Delta u}(f)}$ in unserem Fall bis auf einen konstanten Normierungsfaktor den Betrag der Fourierkomponenten an, die die Fluktuationen von $\Delta u(t)$ im Meßintervall τ beschreiben. Die spektrale Leistungsdichte der Laserstrahlung $I(u, \tau)$ gewinnt man, indem man für jede Fourierkomponente die Entwicklung von $E(t)$ in Besselfunktionen durchführt, die einzelnen Reihen dann miteinander multipliziert und anschließend die Intensität berechnet. Dies ist mit begrenztem Aufwand nur dann möglich, wenn die Modulationsindices

$$M(f) = \frac{|a_n|}{f_0} \ll 1$$

sind. Da dies aber im allgemeinen nicht der Fall ist, erfordert die Bestimmung von $I(u, \tau)$ aus $S_{\Delta u}(f)$ so langwierige Rechnungen, daß diese Methode für die Analyse experimenteller Ergebnisse nicht verwendet wird.

Statt dessen versucht man, die Linienbreite Δu_s von $I(u, \tau)$ durch Δu_{RMS} abzuschätzen. Dazu muß ein Kriterium für die Wahl der oberen Abschneidefrequenz f_2 bei der Bestimmung von Δu_{RMS} gefunden werden (siehe S.19). Es ist nicht sinnvoll, Beiträge von $S_{\Delta u}(f)$ zuzulassen, die einen Modulationsindex $M \ll 1$ aufweisen, da sie einen vernachlässigbaren Beitrag zu $I(u, \tau)$ ergeben (Seitenbandintensität $I \sim \frac{M^2}{4}$), aber den Wert von Δu_{RMS} maßgeblich mitbestimmen. Dies wird an folgendem Beispiel deutlich: Weißes Rauschen von $\sqrt{S_{\Delta u}(f)} = 1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ führt in 1 MHz Bandbreite zu $\Delta u_{\text{RMS}} = 1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}} \cdot \sqrt{10^6 \text{ Hz}} = 1 \text{ kHz}$. Dies entspricht sicher nicht der Breite einer entsprechenden Verteilung $I(u, \tau)$, da alle Beiträge mit $f > 10 \text{ Hz}$ einen vernachlässigbaren Anteil zu $I(u, \tau)$ beitragen. Die experimentell beobachteten Spektren $S_{\Delta u}(f)$ weisen einen starken Abfall mit wachsendem f auf, so daß Δu_{RMS} als Funktion der oberen Integrationsgrenze nach einem steilen Anstieg ein Plateau mit langsamer Zunahme erreicht (vgl. S.74). Man wählt f_2 im Bereich dieses Plateaus, was für Abschätzungen der Linienbreite ausreichend, aber theoretisch unbe-

friedigend ist. Ein allgemeines Kriterium für die Wahl von f_2 ist wegen des starken Einflusses der Form von $S_{\Delta u}(f)$ schwer zu gewinnen, so daß für eine exakte Auswertung auf die Berechnung der spektralen Verteilung von $E(t)$ zurückgegriffen werden muß.

Hat man f_2 nach dem oben genannten Kriterium gewählt, bleibt die Frage nach dem Zusammenhang von Δu_{RMS} und der Breite Δu_s von $I(u, \tau)$. Für den Fall weißen Gaußschen Rauschens ist er von Elliot, Roy und Smith berechnet worden [28]:

$$M \gg 1 \quad \Delta u_s = 2,35 \cdot \Delta u_{\text{RMS}}$$

$$M \ll 1 \quad \Delta u_s = \pi(\Delta u_{\text{RMS}})^2/B$$

B ist die Bandbreite des Rauschens. Da im allgemeinen weder Gaußsches Rauschen vorliegt, noch eine der Näherungen $M \gg 1$ oder $M \ll 1$ gültig ist, findet man hier das oben beschriebene Dilemma wieder: Genaue Aussagen lassen sich nur durch mathematische Ausführung des Frequenzmodulationsprozesses gewinnen.

Die einzige Alternative besteht darin, die Schwebungsfrequenz zweier Laser zu messen, was direkt auf $I(u, \tau)$ führt (Kap. II 8.1).

II 8. Meßmethoden

II 8.1. Messungen der Schwebungsfrequenz zweier Laser

Bei dieser Technik überlagert man die beiden zu untersuchenden Strahlungsfelder auf einer Photodiode. Durch Interferenz entstehen Signale bei der Differenzfrequenz der beiden Systeme, die im folgenden berechnet und diskutiert werden.

Die zeitabhängigen Amplituden der Strahlung beider Laser seien gegeben durch:

$$E_1(t) = E_1[1 + A_1(t)] \cos[2\pi\nu_1 t + \phi_1(t)]$$

$$E_2(t) = E_2[1 + A_2(t)] \cos[2\pi\nu_2 t + \phi_2(t)]$$

A_1, A_2 bezeichnen die relativen Amplitudenschwankungen,
 ϕ_1, ϕ_2 die Phasenfluktuationen der einzelnen Felder

Berechnet man die Intensität $I = c\epsilon_0 |E_1 + E_2|^2$, die bei der Überlagerung beider Felder auf einer Photodiode entsteht, so erhält man Gleichspannungsterme, die in diesem Zusammenhang nicht interessieren, Signale bei der Summenfrequenz $\nu = \nu_1 + \nu_2$, die nicht gemessen werden können und folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} I_L / c \cdot \epsilon_0 &= E_1^2 \left[A_1 + \frac{1}{2} A_1^2 \right] + E_2^2 \left[A_2 + \frac{1}{2} A_2^2 \right] \\ &+ E_1 E_2 [1 + A_1 + A_2 + A_1 A_2] \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \phi_1(t) - \phi_2(t)] \end{aligned}$$

Die beiden ersten Terme enthalten nur Information über die Amplitudenfluktuationen, während der dritte auch die relative Phasenschwankung $\Delta\phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t)$ enthält. Wählt man $(\nu_1 - \nu_2) \gg \Delta\nu$, wobei $\Delta\nu$ die größere der spektralen Breiten der Anregungsfunktionen $A_1(t)$ und $A_2(t)$ sowie der relativen Frequenzschwankungen der Laser bezeichnet, so sind die ersten beiden Ausdrücke und der dritte im Frequenzraum eindeutig voneinander getrennt. Dieser interessierende "Schwebungsterm" besteht aus vier Summanden, die meßtechnisch nicht mehr zu trennen sind. Der führende Ausdruck

enthält die reine Information über relative Phasen- bzw. Frequenzschwankungen der beiden Laser:

$$I_{\phi}(t) = E_1 E_2 \cdot \cos[2\pi(\nu_1 - \nu_2)t + \phi_1(t) - \phi_2(t)]$$

In den übrigen drei Termen sind Amplitudenschwankungen und Phasenfluktuationen vermischt. Allerdings gilt bei guten Oszillatoren $A(t) \ll 1$, so daß diese Ausdrücke im allgemeinen nur zu einem kleinen Fehler in der Messung von $I_{\phi}(t)$ führen (vergl. auch Kap. II 3).

Die direkte Fouriertransformation des Photodiodensignals führt neben anderem zu einer spektralen Verteilung von Spannungen um $\nu = \nu_1 - \nu_2$, die unter den oben genannten Bedingungen allein durch $I_{\phi}(t)$ erzeugt wird. Ihre Breite entspricht derjenigen der kombinierten spektralen Leistungsdichten der beiden Laser bis auf den vernachlässigbaren Einfluß von Amplitudenschwankungen. Die Messung der Schwebungsfrequenz ist damit neben der spektroskopischen Anwendung des Lasers die einzige heute bekannte Methode zur direkten Bestimmung von $I(\nu, \tau)$ und damit von $\Delta\nu_s$.

Die Berechnung der spektralen Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen aus dem Signal $I_{\phi}(t)$ ist ein nicht-triviales Problem, da die relevante Größe $\Delta\phi(t) = \phi_1(t) - \phi_2(t)$ im Argument der Kosinusfunktion steht. Die erste Möglichkeit besteht in der Anwendung komplexer Rechenprogramme zur sogenannten "Demodulation" von I_{ϕ} . Sie liefern entweder $\Delta\phi(t)$ oder direkt die spektrale Leistungsdichte von $\Delta\phi(t)$. Wegen des hohen Aufwandes wird dieses Verfahren bis jetzt nicht bei Labormessungen angewandt. Der neue Spektrumanalysator 3562 A von Hewlett Packard kann solche Berechnungen jedoch schon durchführen. Eine Alternative hierzu ist die Verwendung eines Frequenz-Spannungswandlers, der ein Signal proportional zu $\nu = \nu_1 - \nu_2 + \dot{\Delta\phi}(t)$ erzeugt, aus dem durch Fouriertransformation und entsprechende Normierung mit handelsüblichen Spektrum-Analysatoren die spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen gewonnen wird. Der Wandler wirkt hierbei wie ein Frequenzdiskriminator, so daß sich diese Methode von der im nächsten Kapitel beschriebenen nur durch den Frequenzbereich unterscheidet, in dem der Wandler eingesetzt wird.

Die oben genannten Probleme kann man zur Bestimmung der Allan-Varianz mit Hilfe elektronischer Zähler umgehen. Dazu mißt man in der Zeit τ die Anzahl N der Nulldurchgänge von $I_\phi(t)$, betrachtet N als die mittlere Frequenz im Intervall τ und bildet hieraus nach der Definition $\sigma_y(\tau)$. Dieses Verfahren hat allerdings den Nachteil, daß eine Trennung der drei Terme von I_L nicht mehr möglich ist und Amplitudenschwankungen das Ergebnis verfälschen können.

II 8.2. Frequenzdiskriminatormethode

Zur Messung von Frequenzschwankungen im sichtbaren Spektralbereich wird gewöhnlich die frequenzabhängige Transmission $T(\nu)$ bzw. Reflexion $R(\nu)$ der Strahlung an Fabry-Perot-Interferometern ausgenutzt. Die Breite des Transmissionsprofils $\Delta\nu$ von $T(\nu)$ wird dabei groß gegen die zu messenden Frequenzfluktuationen gewählt, damit $T(\nu)$ im Arbeitsbereich in guter Näherung als linear betrachtet werden kann. Die vom Interferometer durchgelassene oder reflektierte Intensität hängt jedoch nicht nur von der Frequenz, sondern auch von der Leistung P der Laserstrahlung ab. Zur Unterdrückung des Einflusses von Leistungsschwankungen auf die Frequenzmessung gibt es verschiedene Techniken (das Differenzverfahren (siehe Seite 32), die gewöhnliche Frequenzmodulation [29], die Polarisationsmethode von Hänsch und Couillaud [30], die Phasenmodulationsmethode von Bjorklund und Hall/Drever [31,32] (siehe auch Seite 50 ff) etc.), die alle zu Diskriminatorsignalen $U(\nu)$ mit zwei charakteristischen Eigenschaften führen:

- 1.) $U(\nu)$ besitzt eine Nullstelle bei der Frequenz ν_0 , die als Arbeitspunkt des Diskriminators bezeichnet wird.
- 2.) $U(\nu)$ ist in der Umgebung von ν_0 in guter Näherung linear in der Frequenz und der Laserleistung P :

$$U(\nu) = T_D \cdot P \cdot (\nu - \nu_0).$$

Aus der zweiten Eigenschaft folgt, daß eine Messung der Frequenzschwankung $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ nur dann streng unabhängig von Amplituden-

schwankungen ist, falls $\langle \nu \rangle = \nu_0$ gilt. Bei endlichen Differenzen $\Delta \nu = \nu - \nu_0$ bewirken Leistungsfluktuationen einen kleinen Fehler in der Bestimmung von $\Delta \nu$. Für $\Delta \nu \rightarrow 0$ skaliert der Fehler jedoch in gleicher Weise wie die Meßgröße, so daß im Prinzip beliebig kleine Werte von $\Delta \nu$ erfaßbar wären, würde nicht der endliche Signal-Rauschabstand des Meßverfahrens eine Grenze setzen.

Besteht eine endliche Differenz zwischen der mittleren Laserfrequenz $\langle \nu \rangle$ und dem Arbeitspunkt des Diskriminators ν_0 , so wird im allgemeinen die Meßgenauigkeit für Abweichungen $\Delta \nu = \nu - \langle \nu \rangle$ kleiner, da $\Delta \nu_0 = \nu_0 - \langle \nu \rangle$ endlich bleibt und wegen der Amplitudenschwankungen einen von $\Delta \nu$ unabhängigen Rauschuntergrund hervorruft. Eine Übereinstimmung von ν_0 und $\langle \nu \rangle$ ist für sehr genaue Messungen also wesentlich. Sieht man vom Einfluß der Amplitudenschwankungen ab, so ist das Diskriminatorsignal direkt proportional zur Größe der Frequenzschwankung, so daß die spektrale Leistungsdichte $S_{\Delta \nu}(f)$ direkt aus $U(\nu(t))$ gewonnen werden kann. Meßtechnisch wird der Funktionsverlauf von $U(\nu(t))$ über ein Zeitintervall τ aufgezeichnet und dann analysiert. Wegen der endlichen Größe von τ braucht man zur Berechnung von $S_{\Delta \nu}(f)$ nicht die strenge statistische Definition (S.16, oben) zu verwenden, sondern gewinnt $\sqrt{S_{\Delta \nu}(f)}$ durch Aufzeichnung des Betrages der diskreten Fouriertransformierten als Funktion der Frequenz und Normierung auf die Wurzel der Bandbreite. Diese Operationen werden von handelsüblichen Spektrumanalysatoren durchgeführt.

Die Allan-Varianz kann entweder aus $S_{\Delta \nu}(f)$ oder aber mit Zeitmittelungsverfahren gemäß ihrer Definition gewonnen werden. Die Bestimmung des Wertes von $U(\nu)$ mit einem RMS-Voltmeter und einem elektronischen Filter ergibt unter Berücksichtigung des Kalibrierungsfaktors T_D die RMS-Linienbreite.

Die Bestimmung der spektralen Leistungsdichte der Laserstrahlung $I(\nu, \tau)$ aus $S_{\Delta \nu}(f)$ ist in Kap. II 7 bereits diskutiert worden.

III Methode der Linienbreiteneinengung

=====

III 1. Übersicht

Die Frequenzstabilisierung eines Lasers besteht aus drei Funktionseinheiten: dem Diskriminator, mit dem man die Frequenzschwankungen mißt und in Spannungsänderungen umwandelt, dem Servoverstärker, der diese Spannungen verstärkt und ihr dynamisches Verhalten den Erfordernissen anpaßt, und dem Stellglied, das die Frequenzexkursionen des Lasers korrigiert. Zunächst werden einige regelungstechnische Grundbegriffe und die wichtigsten Eigenschaften eines solchen Regelkreises allgemein beschrieben (III 2). Dann wird der konkrete Aufbau der Frequenzstabilisierung des CR 699-21 Ringlasers dargestellt (III 3). Dieses System bildete die Ausgangsbasis für die vorliegende Arbeit.

Als erster Schritt zur Verringerung der Frequenzschwankungen wurden einige Modifikationen am mechanischen Aufbau des Resonators sowie am Farbstoffzirkulationssystem vorgenommen und Zusatzgeräte installiert (III 4). Sie verbessern die Reproduzierbarkeit und Langzeitkonstanz der Laserjustierung erheblich und reduzieren die Linienbreite, die der Laser ohne elektronische Stabilisierung aufweist. Dies ist für die Optimierung und den zuverlässigen Betrieb der empfindlichen, vernetzten Regelkreise, die zu Frequenzschwankungen von weniger als einem kHz führen, von entscheidender Bedeutung.

Zwei der wesentlichen Ursachen für die verbleibenden Frequenzschwankungen des kommerziellen CR 699-21 bei vorschriftsmäßig arbeitenden Regelkreisen sind die geringe mechanische Stabilität und optische Güte ($Q = 1,5 \cdot 10^6$) des Referenzresonators. Deshalb wurde ein Fabry-Perot-Interferometer (von nun an FPI genannt) wesentlich stabilerer Konstruktion aufgebaut (III 5.1), dessen Transmissionsprofil nur 5×10^{-3} der Breite desjenigen des Coherent-Interferometers besitzt ($Q = 1,2 \cdot 10^9$). Außerdem wurde die konfokale Resonatorgeometrie abgeändert, da hier relative Lageänderungen zwischen FPI und Laserstrahl die Frequenzmessung verfälschen können (III 5.2).

Trotz des stabileren Aufbaus begrenzten mechanische Störungen des Referenzinterferometers weiterhin die Frequenzstabilität des Systems. Diese Effekte waren so gravierend, daß sich die Isolation der FPI von akustischen Einflüssen und Körperschall als eines der zentralen Probleme dieser Arbeit erwies (III 5).

Die Erzeugung eines Frequenzdiskriminatorsignals, dessen Eigenschaften in Kapitel II bereits beschrieben wurden, ist mit einer Reihe unterschiedlicher Techniken möglich (Differenzverfahren (siehe S. 32), Frequenzmodulationstechnik [29], Polarisationsmethode von Hänsch und Couillaud [30], Phasenmodulationstechnik nach Bjorklund [31] und Hall/Drever [32] und weitere Verfahren). Für die Frequenzstabilisierung eines Farbstofflasers weist die Phasenmodulationsmethode die meisten Vorteile auf. Sie ist im Kapitel III 7 im einzelnen beschrieben.

Im letzten Abschnitt (III 8) sind die Eigenschaften der Regelkreise dargestellt, die im Zuge dieser Arbeit aufgebaut wurden. Sie bilden zusammen mit dem Diskriminator den wichtigsten Teil der Frequenzstabilisierung.

III 2. Einige Grundbegriffe der Regeltechnik

In Abb. (III 1) ist schematisch die Basisstruktur eines Regelkreises zur Frequenzstabilisierung dargestellt, bestehend aus den drei wesentlichen Funktionseinheiten Diskriminator, Servoverstärker und Stellglied. Die dynamischen Eigenschaften dieser drei Elemente werden durch sogenannte Übertragungsfunktionen $T_i(f)$ charakterisiert, die als komplexe Funktionen der Frequenz f definiert sind.

$T_1(f)$ beschreibt die Umwandlung einer harmonischen Frequenzschwankung

$$\Delta v_g(f) = \Delta v_{go}(f) * e^{i2\pi ft}$$

in eine Spannungsänderung:

$$U_1(f) \cdot e^{i2\pi ft} = T_1(f) \cdot \Delta v_{go}(f) \cdot e^{i2\pi ft}$$

Im folgenden beschränken wir uns auf die komplexen Amplituden:

$$U_1(f) = T_1(f) \cdot \Delta v_{go}(f)$$

T_1 besitzt die Dimension $\frac{V}{Hz}$

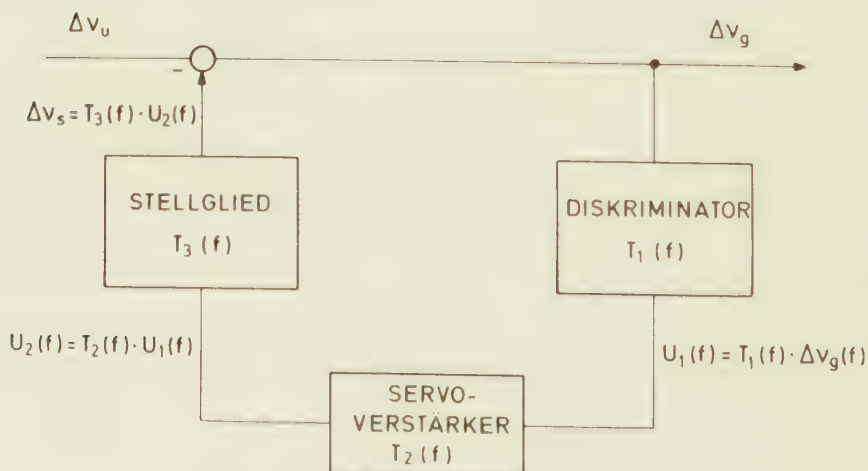


Abb. (III 1): Signalflußdiagramm eines Regelkreises zur Frequenzstabilisierung

* $\Delta v_{go}(f) = \Delta v'_{go}(f) \cdot e^{i\phi(f)}$ mit reellen $\Delta v'_{go}(f)$

$T_2(f)$ gibt die Verstärkung und Phasenänderung von $U_1(f)$ durch den Servoverstärker an:

$$U_2(f) = T_2(f)U_1(f) = T_2(f)T_1(f)\Delta u_{go}(f)$$

Die dynamischen Eigenschaften der Umwandlung von U_2 in eine Frequenzänderung beschreibt $T_3(f)$:

$$\Delta u_s = T_3(f)U_2(f) = T_1(f)T_2(f)T_3(f)\Delta u_{go}(f)$$

Δu_s wird als Stellgröße bezeichnet und von der nicht geregelten Frequenzschwankung Δu_u subtrahiert. Die Funktion

$$T(f) := T_1(f)T_2(f)T_3(f)$$

ist die Übertragungsfunktion des Gesamtsystems. Ihr Betrag heißt Schleifenverstärkung des offenen Regelkreises. Das Verhältnis der Frequenzfluktuationen Δu_g bei wirksamer Regelung zu derjenigen im ungeregelten Zustand Δu_u ist ein Maß für die Güte des Regelkreises. Aus

$$\Delta u_g = \Delta u_u - T(f)\Delta u_g$$

folgt

$$\frac{\Delta u_g}{\Delta u_u} = \frac{1}{1 + T(f)} =: T_g(f) \quad .$$

Die Funktion $T_g(f)$ heißt Übertragungsfunktion des geschlossenen Regelkreises. Je größer der Betrag von $T(f)$ ist, desto kleiner sind die verbleibenden Frequenzschwankungen.

Die Frequenz f_T , für die $|T(f_T)| = 1$ gilt, bezeichnet man als Transitfrequenz. Die Phase von $T(f)$ bei der Transitfrequenz bestimmt die Stabilität und das Zeitverhalten des Regelkreises. Gilt $\phi = \arctan \frac{\text{Im}T(f)}{\text{Re}T(f)} = 90^\circ$, ist das System stabil und weist nach einem Sprung von Δu_u eine aperiodische Annäherung von Δu_s an Δu_u auf. Für $\phi > 90^\circ$ besitzt $T(f)$ negative reelle Komponenten bis für $\phi = 180^\circ$ gilt: $T(f) = -1$. In diesem Fall liegt eine Singularität in $T_g(f)$

vor, und der Regelkreis schwingt ungedämpft. Der Bereich $\phi > 90^\circ$ ist durch Oszillation des Systems bei der Transitfrequenz gekennzeichnet, deren Dämpfung mit wachsendem ϕ abnimmt.

Abb. (III 3) zeigt einen typischen Verlauf von Übertragungsfunktionen. Die verbleibenden Frequenzschwankungen werden um so kleiner, je größer die Transitfrequenz f_T und der Anstieg von $T(f)$ sind. Hierbei ist dieser in der Umgebung von f_T allerdings durch die oben geschilderte Phasenbedingung für die Stabilität und durch einen eindeutigen Zusammenhang zwischen ϕ und dem Frequenzverlauf von $T(f)$ auf eine Abhängigkeit $T(f) \approx 1/f$ begrenzt. Für weitere Informationen zur Regeltechnik sei auf das Textbuch von Dorf verwiesen [31].

III 3. Frequenzstabilisierung des kommerziellen CR 699-21 Ringlasers

Ein Schema des CR 699-21 ist in Abb. (III 2) gezeigt. Drei optische Elemente engen den Verstärkungsbereich des Farbstoffes soweit ein, daß nur eine Resonatormode oszillieren kann: das doppelbrechende Filter ("birefringent filter"), das dünne und das dicke Etalon ("thin etalon" und "thick etalon"). In diesem "Einmodenbetrieb" wird die Frequenz der Laseremission über die Änderung der optischen Länge $l = n \cdot d$ des Resonators abgestimmt. Das erste Stellelement, mit dem l verändert wird, besteht aus einer Glasplatte, die nahezu unter dem Brewster-Winkel im Strahlengang angebracht ist ("woofer" in Abb. (III 2)). Sie kann über einen Galvanometerantrieb verdreht werden, so daß der Laserstrahl unterschiedlich lange Wege im Glas zurücklegt. Der Abstimmbereich beträgt 30 GHz. Diese sogenannte "Brewster-Platte" kann allerdings nur langsame Frequenzänderungen mit niedrigen Fourierfrequenzen unterhalb ihrer Eigenresonanz von $f_0 = 1$ kHz korrigieren. Das zweite Stellelement ist ein kleiner Spiegel auf einer piezokeramischen Röhre (tweeter), die durch elektrische Spannungen in ihrer Länge geändert wird und Frequenzhübe bis zu $\Delta\nu = 400$ MHz erzeugen kann. Die erste mechanische Resonanz liegt bei 70 kHz.

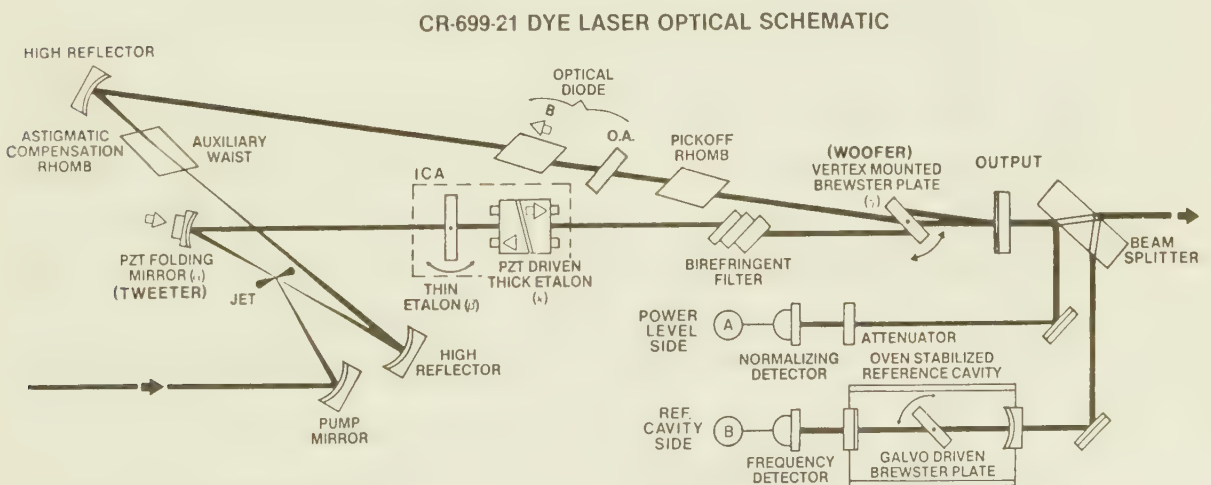


Abb. (III 2): Schematische Darstellung des CR 699-21 Farbstofflasers von Coherent [32]

Zur Regelsignalgewinnung dient das übliche Differenzverfahren (Abb. (III 2)). Man arbeitet mit zwei Teilstrahlen, von denen einer durch das FPI teilweise transmittiert wird und ein zweiter als Referenz für die Ausgangsleistung des Lasers dient. Die Intensität des Referenzstrahls wird auf ein Drittel der maximal transmittierten des Probenstrahls eingestellt. Zwei Photodetektoreinheiten liefern jeweils Spannungen proportional zur Leistung der entsprechenden Teilstrahlen. Die Differenz dieser beiden Signale wird auf die Laserleistung normiert. Der Arbeitspunkt des Diskriminators, gekennzeichnet durch ein verschwindendes Fehlersignal, liegt also an der Flanke des Transmissionsprofils. Entspricht die Laserfrequenz derjenigen des Arbeitspunktes, so weisen Referenz- und Probenstrahl die gleiche Abhängigkeit von der Ausgangsleistung des CR 699-21 auf, so daß die Differenz unabhängig von Amplitudenschwankungen der Laserstrahlung ist. Das Signal besitzt alle Eigenschaften einer Diskriminatorcharakteristik, wie sie in Kap. II 8.2 beschrieben sind. Die Übertragungsfunktion dieses Frequenz-Spannungs-Wandlers ist bei den relevanten Fourierfrequenzen reell und gegeben durch $T_{DC} = 25 \text{ mV/MHz}$, die Breite des Transmissionsprofils beträgt $\Delta\nu = 320 \text{ MHz}$. Jedes der beiden Stellelemente wird von einem eigenen Servoverstärker angesteuert, so daß zwei unabhängige Regelkreise entstehen, deren Übertragungsfunktionen Abb. (III 3) zeigt.

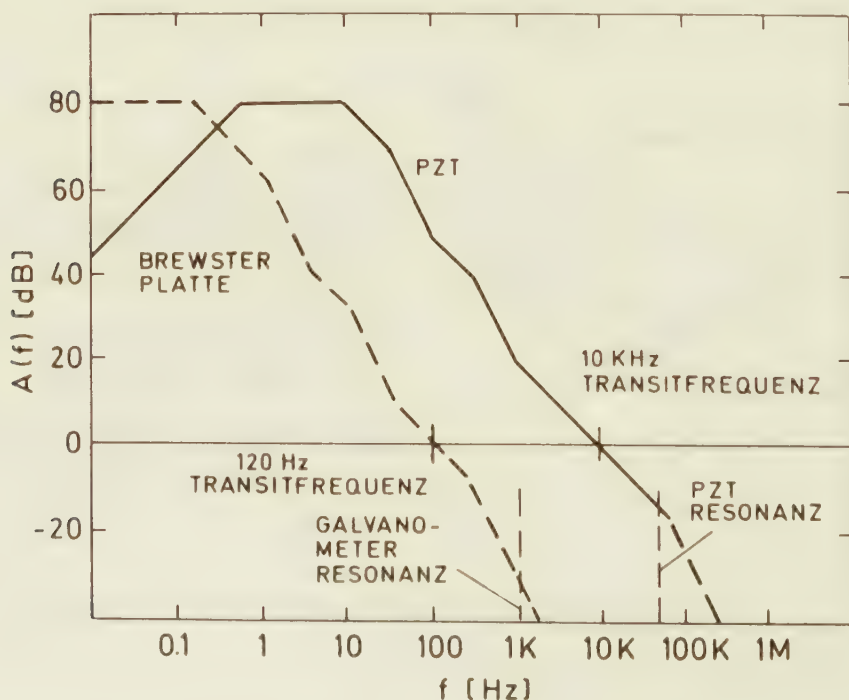


Abb. (III 3): Übertragungsfunktionen der offenen Regelkreise des CR 699-21-Systems

III 4. Beseitigung mechanischer Instabilitäten des CR 699-21

Unter normalen Laborbedingungen war alle zwei bis drei Stunden eine Reinigung der verstaubten Spiegeloberflächen des Laserresonators notwendig. Dies führte zu einer geringen Dejustierung des Strahlenganges, die gewöhnlich nicht mehr vollständig rückgängig gemacht werden konnte und mit der Zeit so groß wurde, daß eine neue Grundjustierung unumgänglich war. Während dieses Problem beim CR 699-21 in der käuflichen Ausführung weniger wichtig ist, gewinnt es beim Betrieb des Systems mit kHz-Linienbreiten wesentliche Bedeutung, da dies viel empfindlicher auf Dejustierungen reagiert. Deshalb wurde der Laserresonator mit Hilfe einer sogenannten "Laminar Flow Box" staubfrei gehalten. Sie erzeugt, oberhalb des Lasers montiert, einen laminaren Strom reiner, gefilterter Luft, so daß Staubpartikel von außen nicht eindringen können. Der Laser kann so wochenlang ohne Verschmutzung der optischen Komponenten des Resonators betrieben werden.

Dennoch mußte das System jeden Morgen und im Laufe des Tages mehrmals nachjustiert werden. Erst modifizierte Justiervorrichtungen für den oberen und unteren Falt- sowie den piezoelektrisch betriebenen Spiegel (siehe Abb. (III 2)) und neue Halterungen für Pump- und Faltspiegel ermöglichten tagelangen Betrieb bei konstanter Leistung, ohne daß eine Nachjustierung erforderlich gewesen wäre.

Luftzug und Luftdruckschwankungen riefen relativ große Frequenzänderungen sowie Parallelversetzungen und Winkelschwankungen des Laserstrahls hervor. Außerdem wirkten sie über das Gehäuse als mechanische Störung. Zur Verringerung dieser Einflüsse wurde eine große, fast luftdichte Abschirmung gebaut, die direkt auf dem Granittisch aufliegt und keinen mechanischen Kontakt zum Resonator hat.

Eine der wichtigsten Quellen für Frequenzfluktuationen ist der frei fließende flache Strahl von Farbstofflösung (jet), der das aktive Verstärkungsmedium bildet. Er entsteht, indem man die Flüssigkeit unter hohem Druck durch eine Düse preßt. Deren Beschaffenheit bestimmt zusammen mit den Variablen Flußgeschwindigkeit und Viskosität die stationären Eigenschaften der Flüssigkeitslamelle: Position,

Dicke, Parallelität der Oberflächen auf beiden Seiten und Winkel relativ zum Laserstrahl. Frequenzschwankungen entstehen bei Veränderung der Resonatorlänge durch mechanische Störungen (Druckfluktuationen, Oberflächenwellen, Blasen und Schmutzpartikel in der Flüssigkeit, Turbulenzen) und durch thermische Effekte im Volumen, in das der Pumplaserstrahl fokussiert wird. Damit erhält man die Konzentration der Farbstofflösung, die Pumpleistung des Argon-Ionen-Lasers und die Größe des Pumpfokus als zusätzliche experimentelle Variablen. Wegen der Abhängigkeit der Frequenzfluktuationen von fünf kontrollierbaren physikalischen Größen, den Düseneigenschaften und einer großen Anzahl von Störprozessen konnten systematische Untersuchungen nur ansatzweise erfolgen.

Zunächst wurde der Flüssigkeitspumpstand von Coherent durch ein Modell von Spectra Physics ersetzt, das einen mehr als doppelt so großen Enddruck der Farbstofflösung erreicht. Die Temperatur der Flüssigkeit kann durch einen Zusatzkühler im Bereich zwischen 5° C und 25° C gewählt und über einen Thermostaten konstant gehalten werden. Zur Dämpfung von Druckschwankungen der Pumpe und zur Entkoppelung der Farbstoffdüse von Pumpenvibrationen und anderen mechanischen Störungen dient ein Puffergefäß.

Viel Sorgfalt wurde auf die Verbesserung der Qualität des Farbstoffstrahls verwandt. Die vom Hersteller gelieferten Düsen bestehen aus einem innen polierten Metallröhrchen, das auf einer Tiefe von ca. 2 mm bis auf einen Spalt von 0,4 mm zusammengedrückt wird. Wegen der geringen Länge und schlechten Qualität des Kanals, in dem die Flüssigkeit geführt wird, weist der Strahl Dickenvariationen über den Querschnitt auf, schlechte Parallelität der beiden gegenüberliegenden Oberflächen und Keilwinkel in Flußrichtung. Darüber hinaus wird die Oberflächenqualität der Röhrcheninnenseite durch die Quetschung und damit verbundene Materialverformung verschlechtert. Kratzer und Oberflächenrauigkeit sind deutlich unter dem Mikroskop erkennbar. Eine Neukonstruktion aus Saphirteilen führte zu deutlichen Verbesserungen (siehe Abb. (III 4)). Zwei Platten werden auf optische Qualität poliert und mit schmalen Abstandhaltern des gleichen Materials aneinandergesetzt. Der in der Mitte entstehende Kanal wird an der Zuflußseite erweitert und dem Durch-

messer der Zuleitung angepaßt. Die Flüssigkeit wird so über 20 mm in einem rechteckigen Kanal des Sollquerschnittes der Farbstofflamelle ($8 \times 0,2$ mm) geführt. Die besten Strahleneigenschaften werden bei gekühltem Lösungsmittel ($T \leq 10^\circ \text{C}$, Äthylenglykol) und hohen Flußgeschwindigkeiten ($v = 8 \text{ m/s}$) erzielt.

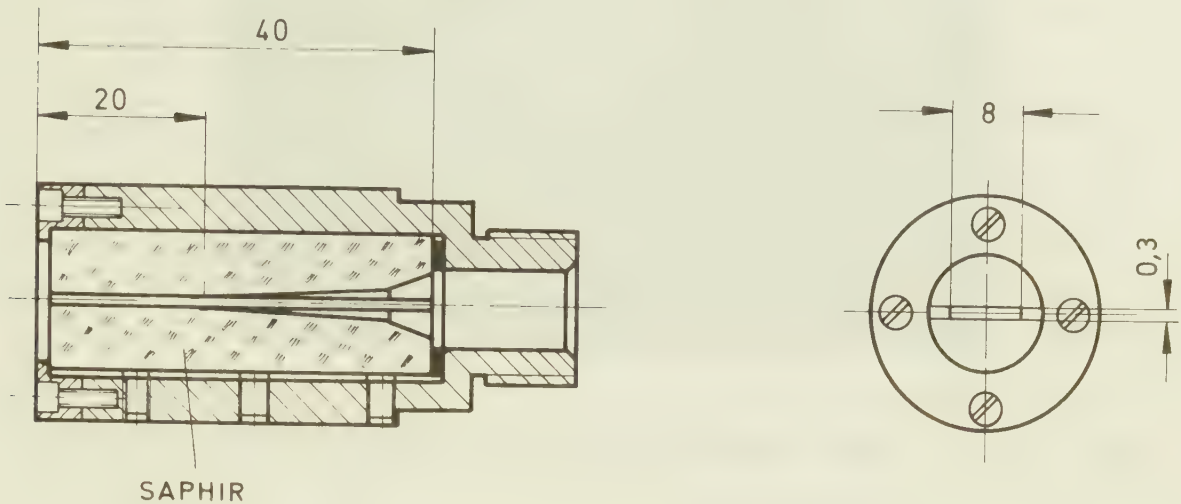


Abb. (III 4): Farbstoffdüse aus Saphir und Edelstahl

Abb. (III 5) zeigt ein typisches Interferogramm, das mit einer Mach-Zehnder-Anordnung aufgenommen wurde. Wegen der guten Parallelität der Lamelle ist die früher kritische Justierung des Farbstoffstrahls überflüssig, so daß eine Halterung ohne Einstellmöglichkeit verwendet werden kann. Über einen wesentlich größeren Druckbereich der Flüssigkeit wird Lasertätigkeit ohne Nachjustierung des Resonators aufrecht erhalten; die Abhängigkeit vom Druck der Pumpe und damit auch von Druckschwankungen ist also deutlich kleiner.

Ein Maß für die erzielte Linienbreite ohne elektronische Stabilisierung ist in Abb. (III 6) dargestellt. Über ähnliche Ergebnisse wird in [35] berichtet und eine detaillierte Beschreibung der hydromechanischen Vorgänge findet sich bei G. Brom [36].

Über die oben geschilderten Vorteile hinaus besitzen Saphirdüsen eine höhere Lebensdauer als Metalledüsen, da aufgrund der großen Härte und chemischen Beständigkeit des Materials Erosion, Korrosion und Formänderungen mit der Zeit nicht auftreten.

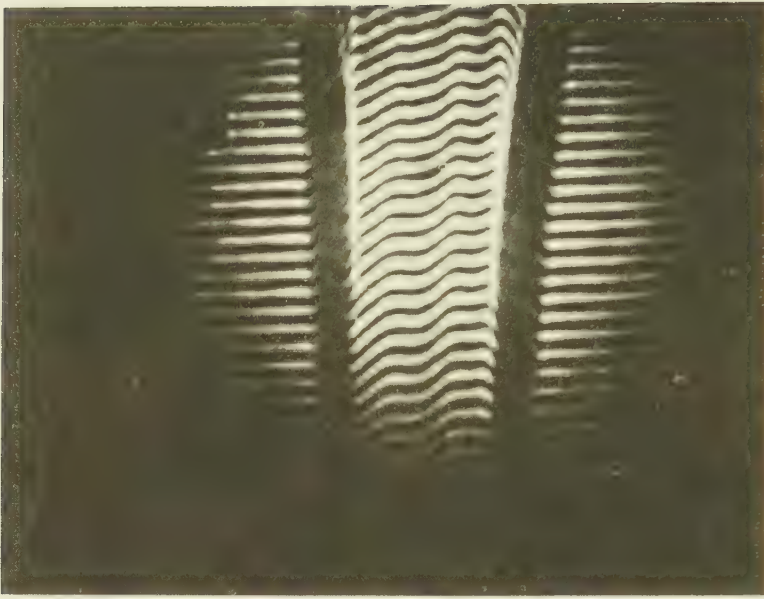


Abb. (III 5): Interferogramm des Flüssigkeitsstrahles
der Saphirdüse
($T \leq 10^\circ \text{C}$, $v = 8 \text{ m/s}$, Äthylenglykol)

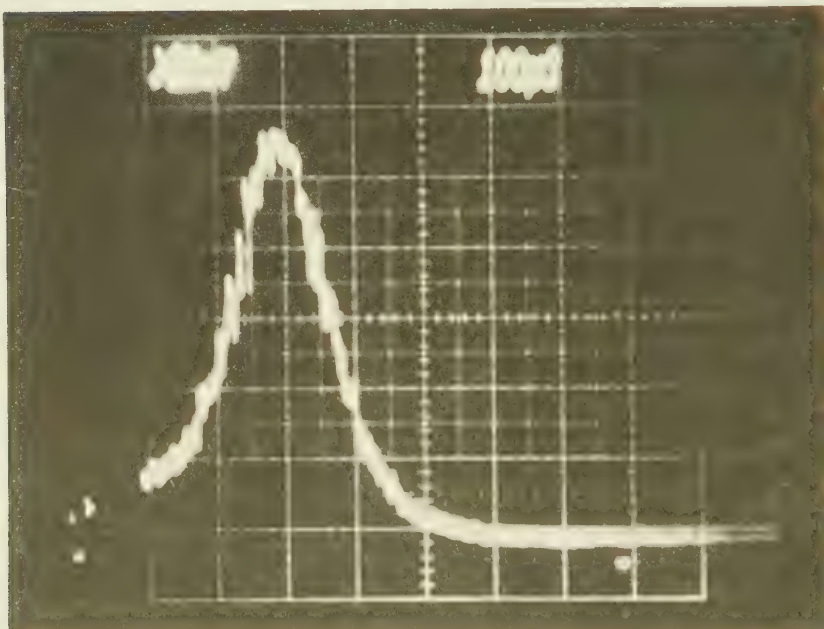


Abb. (III 6): Analyse der Linienbreite im unstabilisierten Zustand
mit einem Fabry-Perot-Interferometer,
Abstimmgeschwindigkeit der longitudinalen Modenfrequenz
 7 MHz/ms ($T = 16^\circ \text{C}$, $v = 6,8 \text{ m/s}$, Äthylenglykol)

III 5. Referenzresonatoren

III 5.1. Mechanischer Aufbau

Die Stabilisierung von Farbstofflasern mit Linienbreiten im kHz-Bereich stellt extreme Anforderungen an die mechanische Stabilität des Vergleichsinterferometers. Will man eine Linienbreite von $\Delta\nu = 500$ Hz erreichen, was einer relativen Frequenzschwankung von $\Delta\nu/\nu = 10^{-12}$ entspricht, so muß z. B. ein Spiegelabstand von $l = 0,25$ m bis auf $\Delta l = 2,5 \times 10^{-13}$ m für einige Sekunden konstant gehalten werden. Diese Länge entspricht einem Zehntel der Compton-Wellenlänge eines Elektrons. Außerdem darf die thermische Änderung des Spiegelabstandes in der Meßzeit der Linienbreite nur kleinere Frequenzänderungen bewirken als $\Delta\nu$, weil sonst die erreichbare Auflösung des Laserspektrometers durch Drift begrenzt wird.

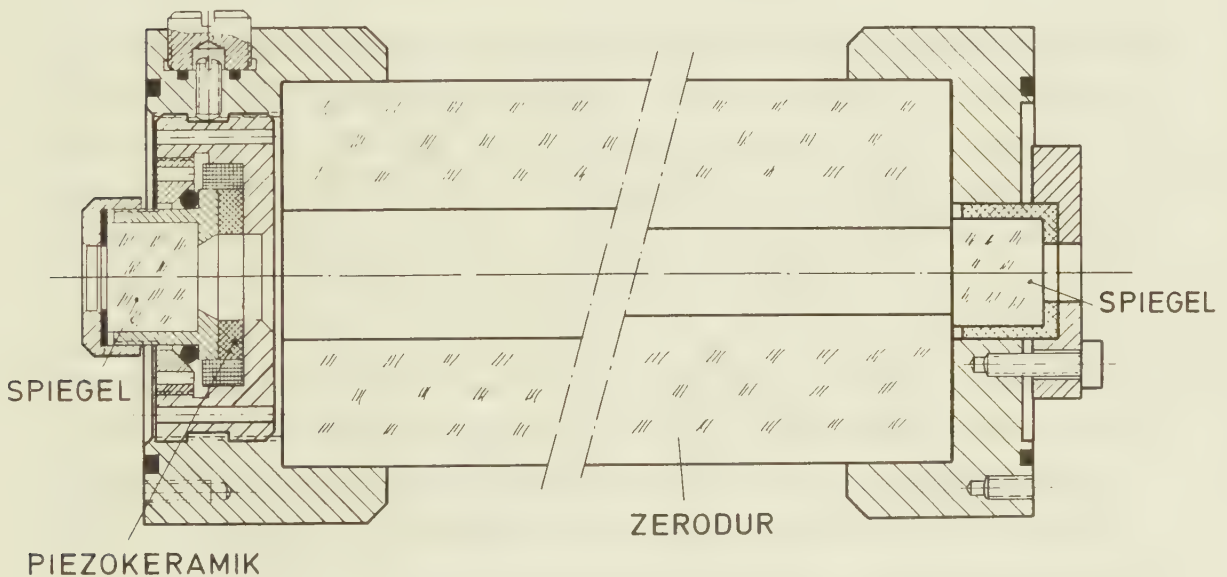


Abb. (III 7): FPI-Konstruktion mit Zerodur-Abstandhalter
Durchmesser des Zerodurstabes $D = 45$ mm

Die erste Konstruktion ist in Abb. (III 7) gezeigt. Der Abstandhalter besteht aus einem durchbohrten Zerodurstab, der einen sehr kleinen thermischen Längenausdehnungskoeffizienten besitzt ($\frac{\Delta l}{l} = -5 \cdot 10^{-8}/K$ bei $22^\circ C$). Ein Spiegel wird direkt an die Glaskeramik angedrückt. Der andere ist auf einem Träger aus Invar montiert, der

in ein Gewinde eingeschraubt wird. So kann der Spiegelabstand genau eingestellt werden. Zur Feinabstimmung dient eine Piezokeramik.

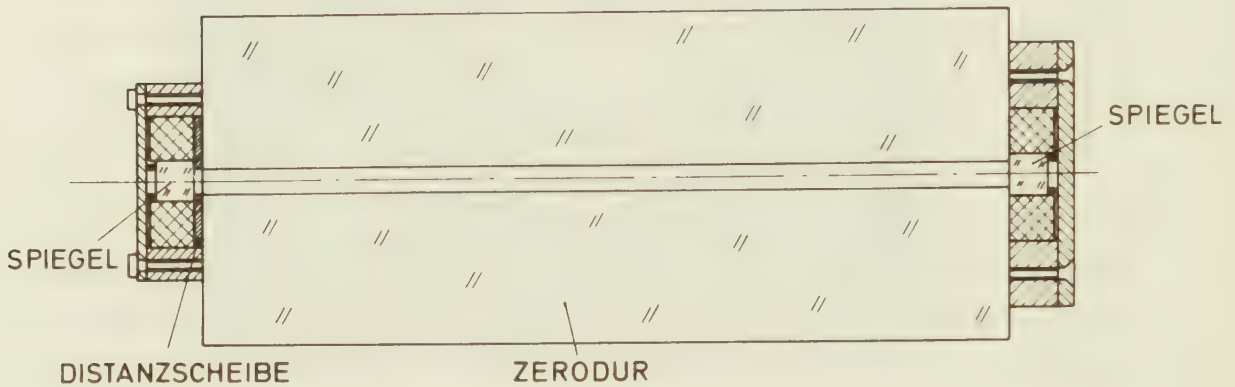


Abb. (III 8): Verbesserte FPI-Konstruktion

Durchmesser des Zerodurstabes $D = 100 \text{ mm}$

Die verbesserte Konstruktion zeigt Abb. (III 8). Die Dicke des Abstandhalters wurde mehr als verdoppelt, um größere Biegesteifigkeit zu erlangen. Die Spiegel werden auf der einen Seite direkt auf den Zerodurstab aufgesetzt, auf der anderen Seite mit einem Distanzplättchen auf den richtigen relativen Abstand eingestellt. Durch geschickte Wahl des Materials läßt sich die negative Längenausdehnung des Zerodurkörpers kompensieren. Bei beiden Fabry-Perot-Interferometern wurde der ursprüngliche Spiegelabstand von $l = 250 \text{ mm}$ durch Invardistanzstücke ($\frac{\Delta l}{l} = + 1,3 \times 10^{-6}/\text{K}$) nachträglich um $\Delta l = 8 \text{ mm}$ vergrößert. Der Grund hierfür wird im nächsten Abschnitt über optische Eigenschaften der Interferometer beschrieben.

Die gesamte Längenausdehnung beträgt mit zusätzlichen Distanzstücken:

erste Konstruktion Abb. (III 6): $\Delta l = 11,4 \text{ nm/K} \hat{=} \Delta \nu \approx 23 \text{ MHz/K}$

zweite Konstruktion Abb. (III 7): $\Delta l = 0,6 \text{ nm/K} \hat{=} \Delta \nu \approx 1,2 \text{ MHz/K}$

In beiden Fällen ist Δl kleiner als für einen reinen Zerodurstab wegen der positiven Längenausdehnung der Invarteile.

III 5.2. Optische Eigenschaften der Referenzresonatoren

In der Spektroskopie sind "konfokale" FPI (d.h. Abstand der Spiegel gleich ihrem Krümmungsradius) weit verbreitet, da sie einfach zu justieren sind und eine Modenanpassung an TEM_{00} für die meisten experimentellen Anwendungen nicht notwendig ist. Dies liegt daran, daß die Eigenfrequenzen der transversalen Moden nur Abstände $\Delta\nu_t = \frac{1}{2} \cdot \Delta\nu_l = \frac{1}{2} \cdot n \cdot \frac{c}{2l}$ mit $n = 1, 2, 3, \dots$ aufweisen. Hierbei ist $\Delta\nu_l$ der Frequenzabstand zwischen den longitudinalen Moden. Die Einkopplung in transversale Moden ("Vierstrahlfall") führt zu ähnlichen Transmissionseigenschaften, wie sie ein nicht konfokaler Resonator der doppelten Länge bei idealer Modenanpassung aufweist. Koppelt man die Laserstrahlung nur in TEM_{00} ein, so verdoppelt sich der freie Spektralbereich. Allerdings wird in diesem Fall die Modenanpassung genau so wichtig wie für nicht konfokale FPI.

Die Abhängigkeit von der Resonatorgeometrie wird für symmetrische FPI von Yariv [37] angegeben als:

$$\Delta\nu(g,m,n) = \frac{c}{2\pi l} \cdot \Delta(m+n) \cdot \left(\arctan \frac{Z_2}{Z_0} - \arctan \frac{Z_1}{Z_0} \right) + \frac{c}{2l} \cdot \Delta g$$

Hierbei ist:

- g - Index der longitudinalen Mode
- Δg - Differenz der Indices der longitudinalen Moden
- m, n - Indices der transversalen Moden
- $\Delta(m+n)$ - Änderung in der Summe der Indices der transversalen Moden

$$Z_0^2 = \frac{(2R - l)l}{4}$$

$$Z_1 = -\frac{R}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{R^2 - 4Z_0^2}$$

$$Z_2 = \frac{R}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{R^2 - 4Z_0^2}$$

- l - Spiegelabstand
- R - Krümmungsradius der Spiegel

Für das ideale konfokale Fabry-Perot-Interferometer gilt dann wie oben behauptet:

$$\Delta\nu = \frac{c}{4l} \cdot \Delta(m + n)$$

Reale FPI besitzen jedoch immer eine endliche Abweichung des Spiegelabstandes vom konfokalen Fall. Das Transmissionsprofil wird deshalb durch eine Überlagerung von Linienformen mit geringfügig unterschiedlichen Mittenfrequenzen gebildet und verformt sich je nach der Stärke der Anregung transversaler Moden. Damit verwandelt sich der ursprüngliche Vorteil des konfokalen Resonators in einen Nachteil für die Laserstabilisierung: Fluktuationen des Winkels zwischen Laserstrahl und optischer Achse des FPI führen über die Verformung des Transmissionsprofils bei geschlossener Regelschleife zu Frequenzschwankungen. Das gleiche gilt bei seitlichen Versetzungen des Laserstrahls und Änderungen der Strahlqualität. Schätzen wir nach obiger Gleichung die Verhältnisse für unser System ab:

Spiegelabstand im konfokalen Fall: $l = 250 \text{ mm}$

Abweichung vom konfokalen Fall : $\Delta l = 0,1 \text{ mm}$

$$\Delta\nu(g + 1, 0, 0) - \Delta\nu(g, 1, 1) = 427 \text{ kHz}$$

Selbst wenn der Spiegelabstand auf $10 \mu\text{m}$ genau einzurichten wäre, würden die Mittenfrequenzen der Transmissionskurven im obigen Beispiel 43 kHz auseinanderliegen. Eine zeitlich veränderliche Kopplungseffizienz in die transversalen Moden ist für exakte Frequenzmessung im Sub-Kilohertzbereich unter diesen Bedingungen nicht akzeptabel. Deshalb wurde der Spiegelabstand um 8 mm vergrößert und die Modenentartung damit aufgehoben. Winkelschwankungen des Laserstrahls relativ zur optischen Achse sowie Parallelversetzungen und Schwankungen der Strahlqualität ändern jetzt nur noch die Effizienz der Kopplung in die longitudinale TEM_{00} -Mode, wirken also wie eine Amplitudenfluktuation des Lasers.

Neben Spiegeln der Fa. Tropel (Modell 216 M) wurde in einem der FPI ein im Hause bedampftes Substrat verwendet, das zwar eine extrem kleine Transmission, dafür aber relativ große Verluste aufwies. Die Meßdaten sind in folgender Tabelle zusammengefaßt:

	Tropel	Tropel und Eigenanfertigung
FSR	581 MHz	581 MHz
Finesse	1500	860
Kontrast in Reflexion	typ. 40 %	typ. 20 %

III 6. Isolation der Referenzresonatoren

III 6.1. Prinzip der Schwingungsisolation

Dieses Kapitel enthält eine Darstellung der grundlegenden Zusammenhänge und Begriffe, die für die mechanische Isolation der Interferometer wesentlich sind. Ausführliche Darstellungen finden sich z.B. bei Klotter [38]. Betrachten wir der Einfachheit halber eine einzelne Aufhängung, die in Abb. (III 8) schematisch dargestellt ist.

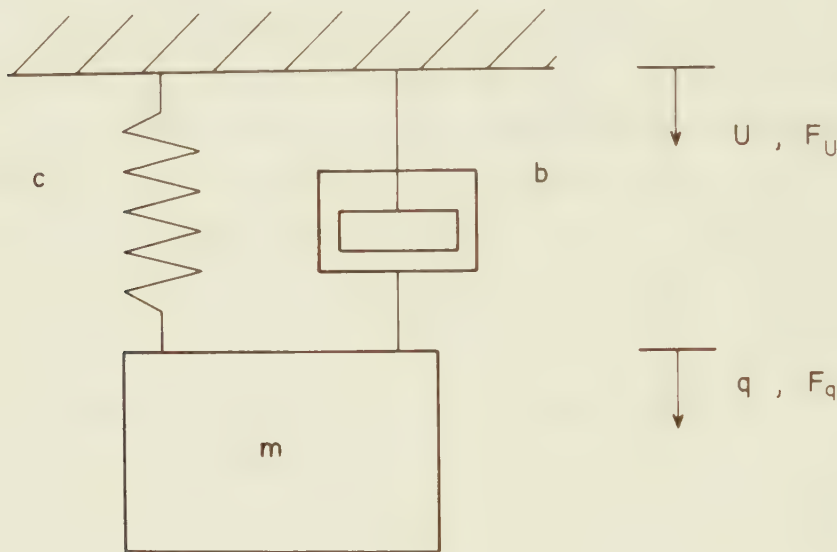


Abb. (III 8): Schematische Darstellung eines Schwingungs-
isolationssystems (Erklärung der Symbole:
siehe Text)

Sie besteht aus einem idealen Federelement mit Konstante c , einem idealen Dämpfungsglied mit Konstante b und einer schwingenden Masse m . Die Auslenkung der Befestigungspunkte wird mit u , diejenige des sogenannten "Schwingers" der Masse m mit q bezeichnet. Die Bewegungsgleichung für dieses System lautet:

$$m\ddot{q} + b\dot{q} + cq = cu + b\dot{u}$$

Der Ansatz für harmonische Schwingungen $u = \hat{u}_0 \cdot e^{i\omega t}$, $q = \hat{q}_0 \cdot e^{i\omega t}$ führt zu:

$$(-m\omega^2 + ib\omega + c)\hat{q}_0 = (c + ib\omega)\hat{u}_0$$

Der Isolationsgrad als Funktion der Frequenz f wird durch die Transmissibilität $T(f)$ angegeben:

$$T(f) := \frac{|\hat{q}_0|}{|\hat{u}_0|} = \frac{F_q}{F_u} = \frac{\sqrt{c^2 + b^2 \omega^2}}{\sqrt{(c - m\omega^2)^2 + b^2 \omega^2}}$$

Sie gibt das Verhältnis der Auslenkung des Schwingers zu derjenigen der Aufhängepunkte an, bzw. das Verhältnis der Kräfte, die am Schwinger angreifen, zu denjenigen, die an den Aufhängepunkten wirken. Für Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz ω_0 ($\omega \ll \omega_0$) gilt $T = 1 = \text{const.}$ Für $\omega \sim \omega_0$ liegt der Resonanzbereich vor. Bei höheren Frequenzen $\omega > \omega_0$ folgt der elastische Bereich, in dem die Kräfte hauptsächlich durch das ideale Federelement übertragen werden und $T \sim \frac{c}{m\omega^2}$ gilt. Die Transmissibilität fällt mit dem Quadrat der Frequenz. Dem schließt sich zuletzt für $\omega \gg \omega_0$ der "viskose" Bereich an, in dem die Kräfte im wesentlichen über das Dämpfungsglied wirken und $T \sim \frac{b}{m\omega}$ ist. Die normierte Transmissibilität ist in Abb. (III 9) für unterschiedlich große Dämpfungswerte dargestellt.

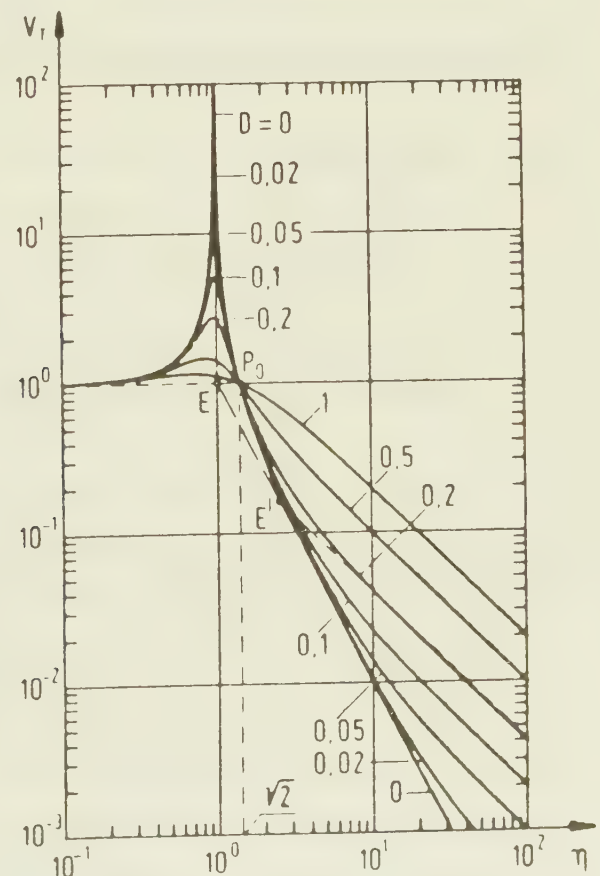


Abb. (III 9):

Verlauf der normierten Transmissibilität $V_T(\eta)$ eines Schwingungsisolationsystems [38]

$$\eta^2 = \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \quad D = \frac{b^2}{4mc}$$

Eine gute Isolierung erhält man dann, wenn die Resonanzfrequenz der Anordnung niedrig liegt und die Dämpfung klein ist, weil dann der flache $1/\omega$ -Abfall der Transmissibilität erst sehr spät einsetzt. Allerdings ergibt sich bei kleiner Dämpfung eine große Resonanzüberhöhung. Dieses Problem läßt sich entweder mit gekoppelten mechanischen Systemen lösen oder mit einer frequenzabhängigen Dämpfungskonstanten $b(\omega)$, die nur im Bereich der Resonanz große Werte aufweist. Der Aufbau eines solchen frequenzselektiven Dämpfungssystems mittels elektronischer Regelkreise wird in Abschnitt III 5.3. beschrieben.

Weitere Verbesserungen lassen sich durch Kopplung mehrerer Isolationsysteme oder Hintereinanderschaltung unabhängiger Systeme erreichen. Im letzten Fall erhält man die Transmissibilität der Gesamtanordnung als Produkt derjenigen der Einzelsysteme: $T_o = \prod_i T_i$.

III 6.2. Mechanische Aufhängung

Die Referenzinterferometer wurden jeweils in einen Hochvakuumrezipienten eingebaut. Damit ergeben sich drei wesentliche Vorteile:

- 1.) Der Wärmetransport zwischen den FPI und der Umgebung durch die Luft wird drastisch reduziert.
- 2.) Mechanische Störungen können nur noch über die Aufhängungen wirken, da Luft als Schallträger fehlt.
- 3.) Änderungen des optischen Weges aufgrund von Luftdruckschwankungen werden verhindert (IV 5.4).

Ein Schnitt durch den Aufbau ist in Abb. (III 10) gezeigt. Die Rezipienten haben Zylinderform und sind in ein Gehäuse aus 6 mm dicken Bleiplatten eingeschäumt. Auf diese Weise werden die Amplituden akustischer Störungen, die auf das Vakuumsystem wirken können, deutlich reduziert. In dem äußeren Zylinder befindet sich ein kleinerer, der als Schild gegen Wärmetransport und als Basis für die endgültige mechanische Aufhängung dient. Hierfür wurden zwei unterschiedliche Konstruktionen verwendet: Montage auf Trägern im

Innenzylinder mit O-Ringen zur Isolierung von hochfrequenten Störungen (Abb. (III 11)) und Aufhängung an Spiralfedern (Abb. (III 10)).

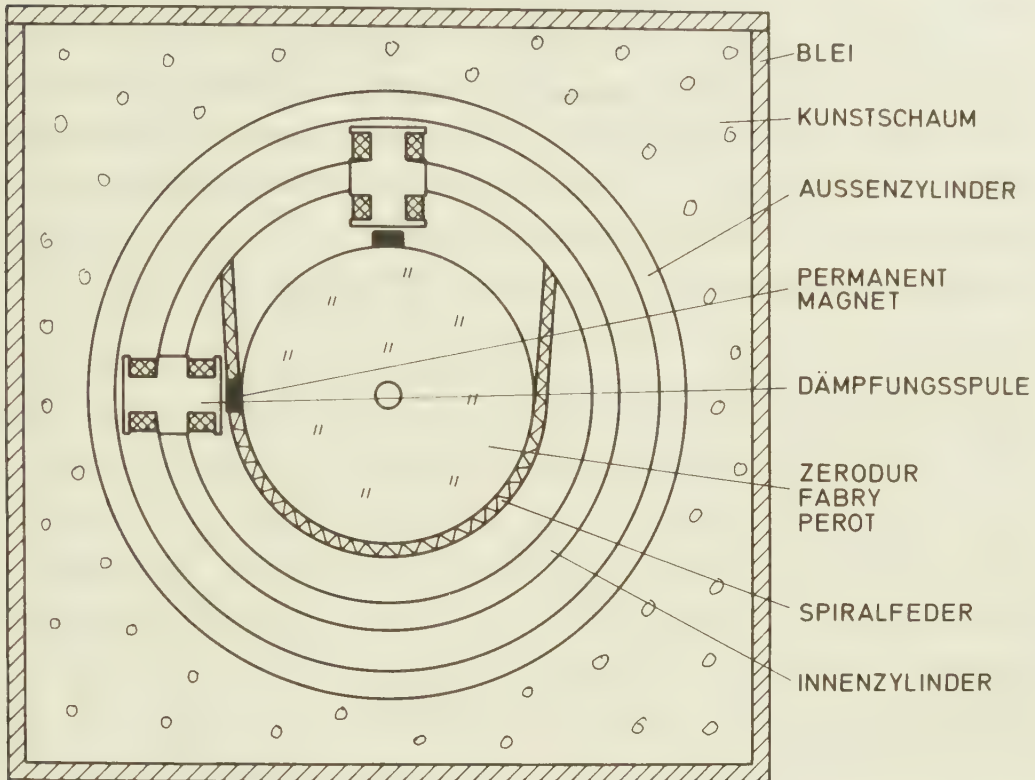


Abb. (III 10): Mechanische Aufhängung der verbesserten FPI-Konstruktion

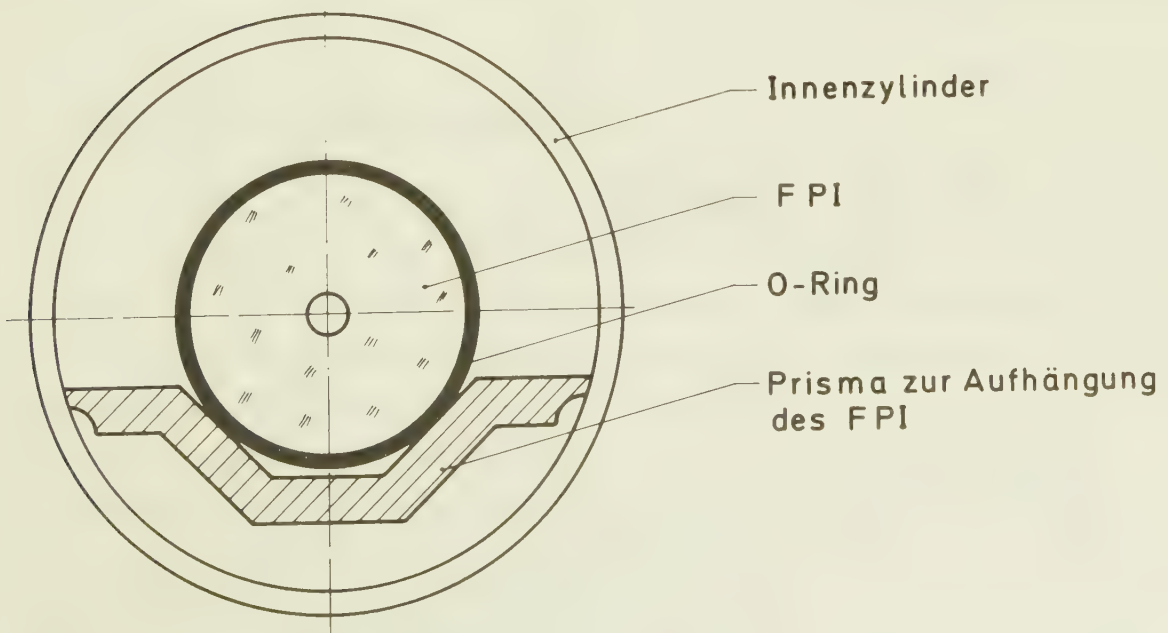


Abb. (III 11): Lagerung des FPI mit O-Ringen zur Schwingungsisoliation

Die Isolationseigenschaften der unterschiedlichen Lagerungen wurden mit Beschleunigungsaufnehmern und einem FFT-Spektrumanalysator gemessen (FFT bezeichnet einen Algorithmus zur schnellen Fouriertransformation). Dazu wurde der Innenzylinder (vergl. Abb. (III 10)) auf einem Tisch gelagert und dessen Beschleunigung $a_T(t)$ in vertikaler Richtung mit einer Meßsonde aufgezeichnet. Gleichzeitig nahm eine zweite Sonde die Beschleunigung $a_F(t)$ in der gleichen Richtung am Kopfende des FPI auf. Die anschließende Fouriertransformation mit Normierung auf die Wurzel der Analysenbandbreite liefert die Wurzel aus der spektralen Leistungsdichte der Beschleunigung $\sqrt{S_a(f)}$, wobei $S_a(f)$ analog zu $S_{\Delta u}(f)$ definiert ist. (siehe S. 16). Die Resultate für die O-Ring-Lagerung sind in Abb. (III 12) gezeigt. Die gepunktete Linie stellt die auf dem Tisch, die durchgezogene Linie die am FPI-Kopf gemessenen Daten dar. Division des durchgezogenen Spektrums durch das gepunktete ergibt die Transmissibilität (das Verhältnis der auf das FPI wirkenden Kräfte zu denen auf die Aufhängepunkte bzw. den Tisch). Die Resonanzfrequenz dieser mechanischen Lagerung liegt bei ca. 60 Hz, die Überhöhung der Kräfte beträgt maximal eine Größenordnung. Eine Isolationswirkung ist unter 100 Hz nicht festzustellen.

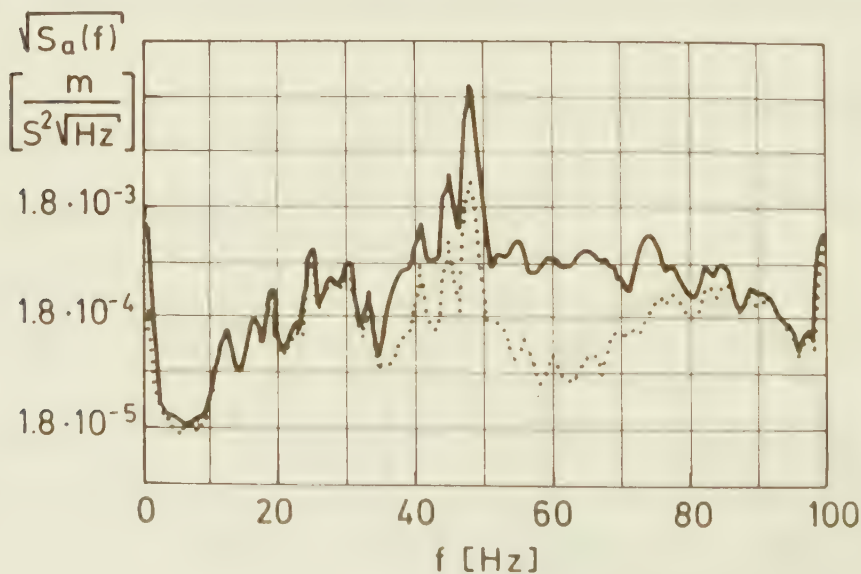
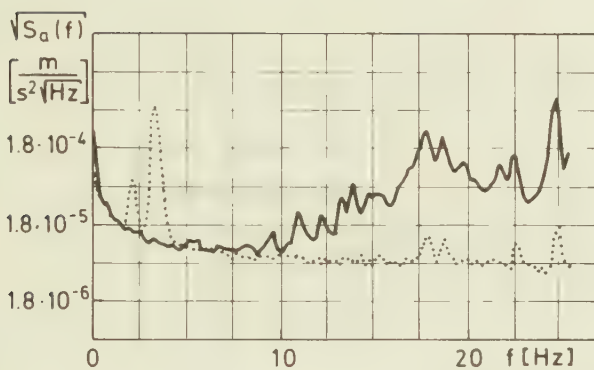


Abb. (III 12): Isolationseigenschaften der FPI-Lagerung auf O-Ringen in vertikaler Richtung
 — Spektrum der Beschleunigung am FPI-Kopf
 ... Spektrum der Beschleunigung der Aufhängepunkte ($\hat{=}$ Tischunterlage)

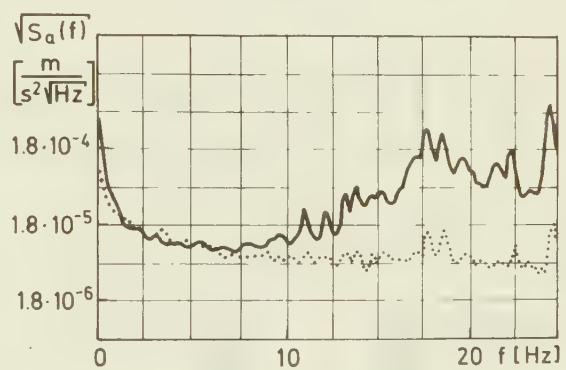
Zu wesentlich besseren Resultaten führt die Aufhängung der FPI an Spiralfedern (Abb. III 13a): Die Resonanzfrequenzen liegen bei ca. 2 und 3,5 Hz, die größte Überhöhung beträgt einen Faktor 63. Die Isolation setzt oberhalb von 7 Hz deutlich erkennbar ein und bei 25 Hz besitzen die Kräfte auf das FPI nur noch ein Dreißigstel der Werte, die auf dem Tisch gemessen werden. Die selektive Dämpfung der Resonanzen, deren Wirkung Abb. (III 13b) zeigt, wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

Abb. (III 13): Isolationseigenschaften der FPI-Aufhängung an Spiralfedern in vertikaler Richtung

... Spektrum der Beschleunigung am FPI-Kopf
 — Spektrum der Beschleunigung der Aufhängepunkte



a) ohne frequenzselektive Dämpfung



b) mit frequenzselektiver Dämpfung

III 6.3. Elektronische Dämpfung

Durch die Aufhängung der Referenzresonatoren an Spiralfedern sind die Pendelbewegungen in longitudinaler und transversaler Richtung relativ zur FPI-Achse mit der vertikalen Federschwingung gekoppelt. Zur effektiven Dämpfung werden deshalb fünf Freiheitsgrade mit unabhängigen Servosystemen kontrolliert: die vertikale und horizontale Schwingung senkrecht zur Achse und zwar an beiden Enden des Stabs sowie die longitudinale Schwingung parallel zur Achse. Lediglich die Drehung um die Achse als sechster und letzter Freiheitsgrad des starren Körpers wird nicht direkt kontrolliert. Die Anregung dieser Schwingung ist sehr klein, so daß die indirekte Dämpfung

durch die Kopplung an die anderen (gedämpften) Eigenschwingungen ausreicht. Wir beschränken uns im folgenden auf die Beschreibung eines einzelnen der fünf Systeme.

Auf dem Zerodurkörper wurden kleine Permanentmagnete aus Recoma 20 angebracht. Denen steht eine Doppelspulenordnung gegenüber, die am Innenzylinder befestigt ist (siehe Abb. (III 10)). Das inhomogene Feld des Magnets erzeugt bei einer Bewegung des FPI eine Spannung U_1 in der entfernt liegenden und U_2 in der nächstgelegenen Spule (Abb. (III 14)).

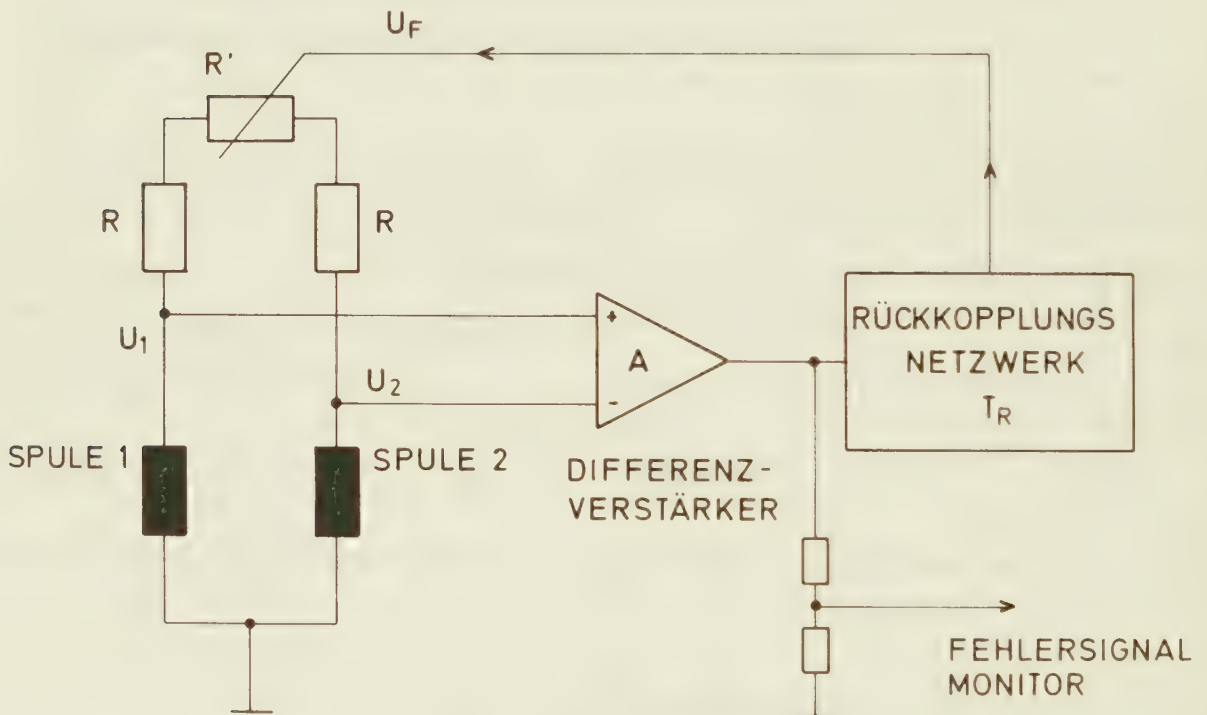


Abb. (III 14): Aufbau der frequenzselektiven Dämpfung mit einem Regelkreis

Bei kleinen Auslenkungen gilt angenähert $U_1 \sim v$, $U_2 \sim v$, wobei v die Geschwindigkeit der Interferometers relativ zum Innenzylinder ist. Wegen der Inhomogenität des Feldes gilt $U_1 \ll U_2$, so daß die Ausgangsspannung des Differenzverstärkers $U = A(U_1 - U_2) \approx AU_2$ beträgt. Ein Rückkopplungsnetzwerk legt nun eine U_2 proportionale Stell-Spannung U_F an den Schleifer des Potentiometers R' . Die Spulenordnung wirkt also sowohl als Sensor für die Bewegung des FPI

als auch als Stellglied. U_F darf aber keine Änderung des Regelsignals $U_r \sim (U_1 - U_2)$ bewirken, da sonst Sensor und Stellfunktion nicht mehr unabhängig sind, was zu unzureichender Dämpfung oder Oszillation des Systems führt. Durch Abgleich von R' kann man erreichen, daß bei Anlegen einer Spannung U_F gilt $\Delta U_1 = \Delta U_2$ und somit U_r unbeeinflusst bleibt. Die Transferfunktion $T_R(f)$ des Rückkopplungsnetzwerkes weist eine Integralcharakteristik auf mit einer 3dB-Frequenz von 1 Hz für den $1/f$ Abfall.

Die Wirkung des Dämpfungssystems wurde mit Beschleunigungsaufnehmern gemessen, wie in Abschnitt 5.2 dieses Kapitels bereits beschrieben. Die Ergebnisse zeigt Abb. (III 13b). Die Resonanzüberhöhung konnte vollständig eliminiert werden, ohne daß die Isolationseigenschaften des ungedämpften Systems verschlechtert wurden.

III 7. Frequenzdiskriminatortechnik: die Phasenmodulationsmethode

III 7.1. Prinzip

Die Phasenmodulationstechnik wurde von Pound bereits 1946 entwickelt, um die Frequenz eines Mikrowellenoszillators auf die der Eigenschwingung eines Referenzresonators zu stabilisieren [39]. Im sichtbaren Spektralbereich wendete erstmals Bjorklund 1980 die Methode zur Laser-Spektroskopie an [31]. Fast gleichzeitig stabilisierten Hall und Drever einen Farbstoffringlaser mit dieser Technik [40]. Eine ausführliche mathematische Behandlung wurde von Schenzle et.al. gegeben [41]. Inzwischen existieren eine Reihe von erfolgreichen Anwendungen [42 - 46] und auch die Kombination mit einer anderen Methode (FREMPOLSPEC, Frequency Modulation Polarization Spectroscopy) [47].

Der im Zuge dieser Arbeit verwendete Versuchsaufbau ist in Abb. (III 15) gezeigt. Phasenmodulation des Laserstrahls der mittleren Frequenz ν_0 mit kleinem Modulationsindex $M \lesssim 1$ und einer Frequenz Ω , die wesentlich größer ist als die Linienbreite $\Delta\nu$ des Lasers $\Omega/2\pi \gg \Delta\nu$ führt zu zwei Seitenbändern bei $\nu_0 \pm \Omega/2\pi$, die unterschiedliches Vorzeichen besitzen (siehe S. 15). Fällt dieses Strahlungsfeld auf eine Photodiode, so entstehen durch Interferenz zwischen den Amplituden bei ν_0 und $\nu_0 \pm \Omega/2\pi$ außer dem Gleichstromsignal zwei Wechselströme bei der Modulationsfrequenz, die sich aufgrund ihres entgegengesetzten Vorzeichens und gleichen Betrags genau aufheben. Wird aber durch Schwächung der Amplitude eines Seitenbandes oder durch Phasenverschiebung einer der drei Komponenten die Symmetrie gestört, erhält man ein endliches Signal bei der Modulationsfrequenz. Dieses wird synchron detektiert, wobei sich je nach relativer Phasenlage zwischen Signal und Modulationsfrequenz absorptions- oder dispersionsähnliche Signale ergeben, die in Abb. (III 16) dargestellt sind. Mathematisch werden diese Linienformen für ein planparalleles Fabry Perot gegeben durch [41]:

$$|E_r|^2 = \frac{4\Omega}{R} A_0 A_1 \Delta \frac{\Gamma^2 (\Gamma^2 + \Delta^2 + \Omega^2)}{(\Gamma^2 + \Delta^2) [\Gamma^2 + (\Delta + \Omega)^2] [\Gamma^2 + (\Delta - \Omega)^2]}$$

für die absorptive Linienform, die bei 0° Phasendifferenz in Reflexion gemessen wird und

$$|E_r|^2 = \frac{4\Omega}{R} A_0 A_1 \Delta \frac{\Omega \Gamma (\Gamma^2 + \Delta^2 + \Gamma^2)}{(\Gamma^2 + \Delta^2) [\Gamma^2 + (\Delta + \Omega)^2] [\Gamma^2 + (\Delta - \Omega)^2]}$$

für die dispersive Linienform bei 90° Phasendifferenz zwischen Signal und Modulationsfrequenz. Die einzelnen Größen bedeuten:

- Ω - Modulationsfrequenz
- R - Reflektivität der Spiegel
- Γ - Linienbreite des FPI
- ω_0 - Resonanzfrequenz des FPI
- ω_r - Laserfrequenz
- $\Delta = \omega_0 - \omega_r$
- A_0 - Amplitude des Trägers
- A_1 - Amplitude der Seitenbänder

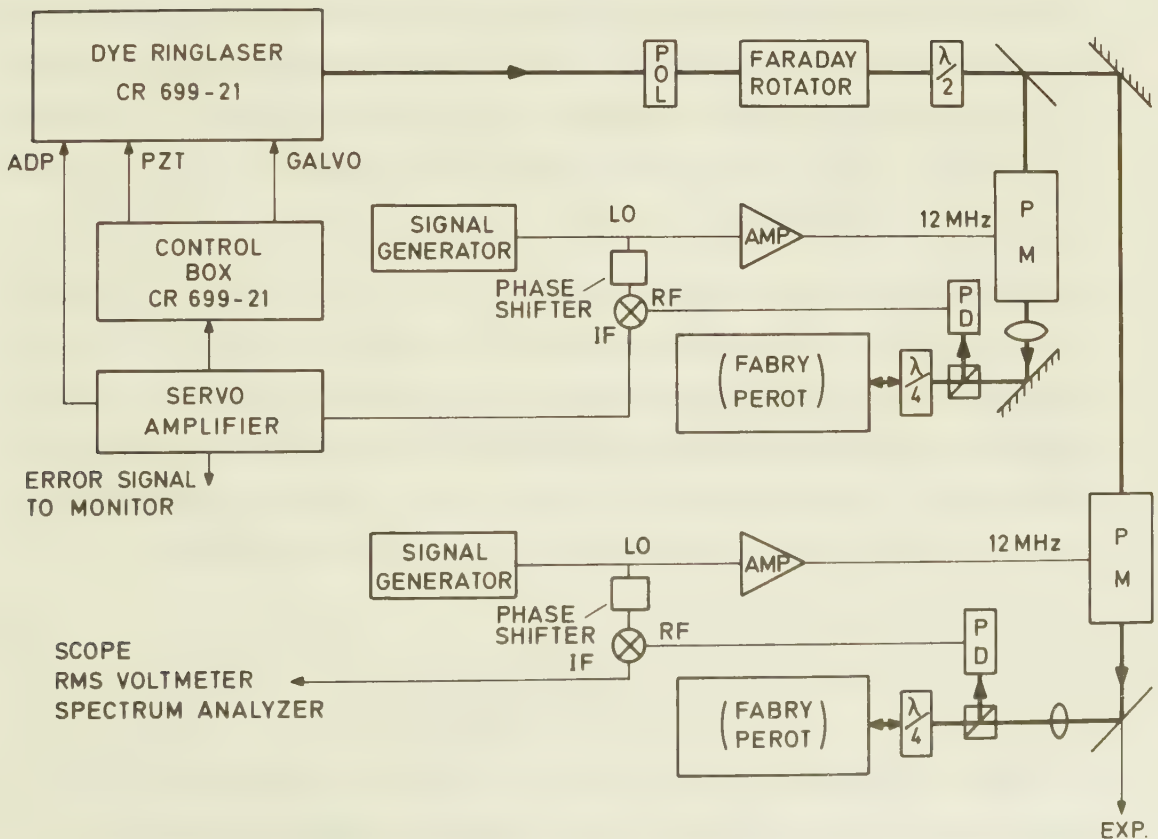


Abb. (III 15): Prinzipieller Versuchsaufbau zur Stabilisierung der Laserfrequenz und Analyse der verbleibenden Fluktuationen

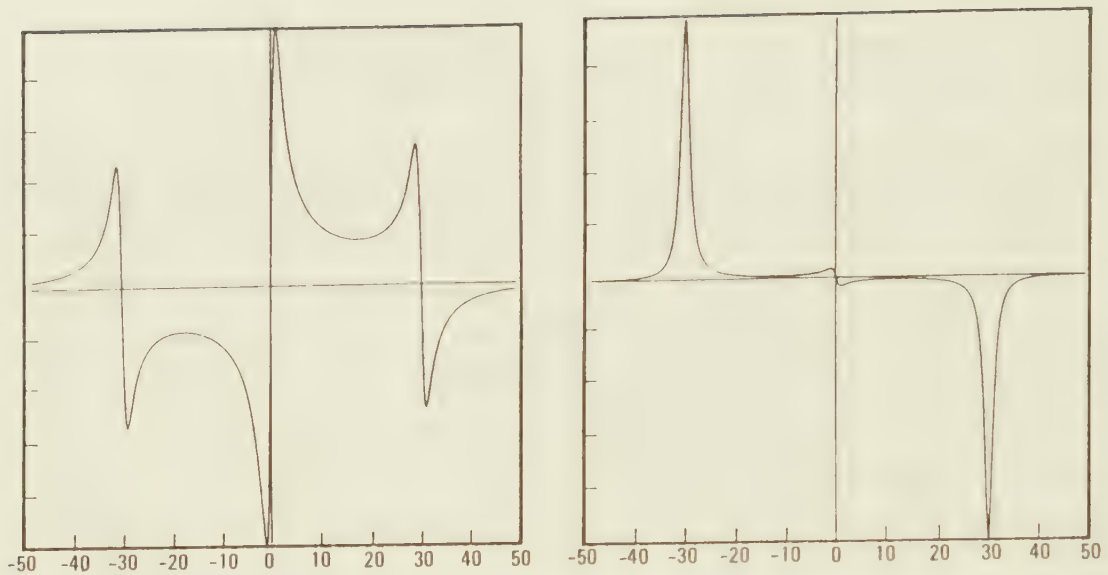


Abb. (III 16):

Berechnete Absorptions- und Dispersionslinienformen (rechter bzw. linker Graph), die mit der Phasenmodulationsmethode an einem FPI in Reflexion gewonnen werden [41]. Transmissionslinienbreite des FPI: $\Gamma = 1$ MHz. Modulationsfrequenz $\Omega = 30$ MHz
 x-Achse: Frequenz in MHz $\cdot 2\pi$

Das Dispersionssignal (Abb. (III 16)) weist alle Eigenschaften einer Diskriminatorcharakteristik auf, wie sie in Kapitel II 7.2 beschrieben sind. Die Laserfrequenz wird auf den zentralen Nulldurchgang stabilisiert, den Arbeitspunkt des Diskriminators. Der Abstand der nächstgelegenen Extrema wird durch die Breite der Transmissionskurve des verwendeten Interferometers gegeben.

Der "Fangbereich" $\Delta\nu_F$ der Regelung wird durch den Abstand der ersten an den Arbeitspunkt angrenzenden Nullstellen bestimmt, für den gilt: $\Delta\nu_F \approx 2 \cdot \Omega/2\pi$. Er ist in guter Näherung unabhängig von den FPI-Eigenschaften. Bei dieser Diskriminatorortechnik können also Resonatoren beliebig großer Güte verwendet werden, ohne daß sich der Fangbereich ändert.

Zwei weitere wesentliche Vorteile dieser Methode liegen darin begründet, daß die Frequenzinformation zunächst bei der Zwischenfrequenz Ω vorliegt. Damit ist zum einen Wechselstromverstärkung vor der Mischung mit dem Lokaloszillator möglich. Auf diese Weise werden die kaum zu beherrschenden Probleme mit elektronischen Offsets und Drift der Servoelektronik um Größenordnungen reduziert. Die Gleichspannungsverstärkung A des Regelkreises würde ohne Zwischenfrequenzverstärkung $A \approx 10^8$ betragen. - Zum anderen wird der Einfluß technischer Rauschquellen bei niedrigen Fourierfrequenzen eliminiert, insbesondere das Amplitudenrauschen des Argon-Ionen-Lasers.

Bei dieser Methode entsteht das Diskriminatorsignal durch Interferenz der direkt am Einkoppelspiegel reflektierten Amplitude der Laserstrahlung mit dem Anteil des im Resonator gespeicherten Feldes $E_s(t)$, der durch den gleichen Spiegel wieder austritt. Bei sehr schnellen Frequenzfluktuationen mit Fourierfrequenzen $f \gg \Delta\nu$, wobei $\Delta\nu$ die Breite des Transmissionsprofils des FPI ist, kann $E_s(t)$ wegen der "Speicherzeit" $T = \frac{l}{c \ln R}^*$ des Resonators den Schwankungen nicht mehr folgen. Es besitzt in diesem Fall eine mit der Zeitkonstante T veränderliche mittlere Phase $\phi_0(t)$, relativ zu der die augenblicklichen Phasenschwankungen der direkt am Einkoppelspiegel reflektierten Laserstrahlung gemessen werden. Dadurch tritt keine zeitliche Verzögerung des Diskriminatorsignals durch die Speicherzeit T auf, wie es bei Verwendung der durch ein FPI transmittierten Intensität zur Frequenzstabilisierung der Fall ist. Das Ausgangssignal des Diskriminators ist direkt proportional zur Differenz zwischen der augenblicklichen Phase der Laserstrahlung und $\phi_0(t)$ (siehe Anhang II).

* l - Resonatorlänge

R - Reflektivität der Spiegel

Herleitung der Formel siehe Anhang I

III 7.2. Experimenteller Aufbau

Die Versuchsanordnung ist in Abb. (III 15) dargestellt. Eine der beiden Diskriminatoreinheiten dient zur Gewinnung des Regelsignals und zur Stabilisierung des Lasers. Mit der zweiten kann die erreichte Frequenzstabilität unabhängig vom ersten System gemessen werden.

Ein Faraday-Isolator (bestehend aus Polarisator, Faraday-Dreher und zwei Fresnel-Rhomben mit der Funktion einer $\lambda/2$ -Platte) isoliert den modifizierten Farbstoffringlaser CR 699-21 von rückgestreutem Licht, das Frequenzinstabilitäten erzeugen kann. Die Polarisations-ebene der linear polarisierten Laserstrahlung wird dazu durch den Faraday-Rotator um 45° , durch die Fresnel-Rhomben um -45° gedreht. Bei rückgestreutem Licht bewirkt die axiale Symmetrie des Faraday-Effektes eine Addition der beiden 45° -Drehungen, so daß die Polarisations-ebene eine Drehung von 90° erfährt und die Strahlung nicht mehr durch den Polarisator transmittiert wird. Das Faraday-Medium ist Terbium-Gallium-Granat mit Breitband-Antireflex-Beschichtung. Ein System von Permanentmagneten liefert je nach Zusammensetzung Feldstärken zwischen 1370 und 2400 Oe, womit der Isolator im gesamten Spektralbereich zwischen 500 und 660 nm angewendet werden kann. Im letzten Ausbaustadium wurde ein zusätzlicher Polarisator hinter den $\lambda/2$ -Fresnel-Rhomben eingesetzt, um auch im Polarisationszustand verändertes, rückgestreutes Licht auszufiltern. Die Transmission betrug innerhalb der Meßgenauigkeit 100 % und die Unterdrückung 60 dB.

Die Phasenmodulatoren sind vom Typ LM 0202 (Firma Dr. Gsänger). Zur Ansteuerung dienen handelsübliche Signalgeneratoren, deren Ausgangsspannungen mittels Resonanztransformatoren den Erfordernissen angepaßt wurden. Der Modulationsindex beträgt typisch $M = 0,7$.

Das linear polarisierte Licht wird mittels eines $\lambda/4$ -Fresnel-Rhombus in zirkular polarisiertes verwandelt. Nach Reflexion am FPI und erneutem Durchgang durch den Rhombus ist es wieder linear polarisiert mit einer um 90° gedrehten Polarisations-ebene und wird vom Polarisationsstrahlteiler auf die Photodiode gelenkt. Diese Anordnung bewirkt eine zusätzliche Isolation des Lasers von rückgestreutem

tem Licht. Die Photodioden sind direkt in das Gehäuse eines CLC 103 A1 Verstärkers (Firma Comlinear) integriert; das Signal wird vor Anschluß an den Mischer in einen weiteren CLC 103 A1 nochmals um 30 dB verstärkt und anschließend mit passiven, doppelt balancierten Ringmischern des Typs DBM 188 von Vari-L (vertrieben durch Telemeter) demoduliert. Als Phasenschieber bei $f = 12$ MHz dienten zunächst Kabel, später dann eine selbstgebaute aktive Einheit. Der Servoverstärker und das schnelle Stellglied aus ADP-Kristallen sind im nächsten Abschnitt beschrieben.

III 8. Elektronisches Rückkopplungssystem

III.8.1. Schnelles Stellelement

Das im Zuge dieser Arbeit verwendete schnelle Stellglied ist in Abb. (III 17) gezeigt. Es besteht aus zwei ADP-Kristallen ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), deren Endflächen unter dem Brewsterwinkel angeschliffen sind. Die symmetrische Anordnung bewirkt einmal die Kompensation der Strahlversetzung, die ein einzelner Kristall hervorrufen würde, und außerdem diejenige des Strahlversatzes durch Doppelbrechung.

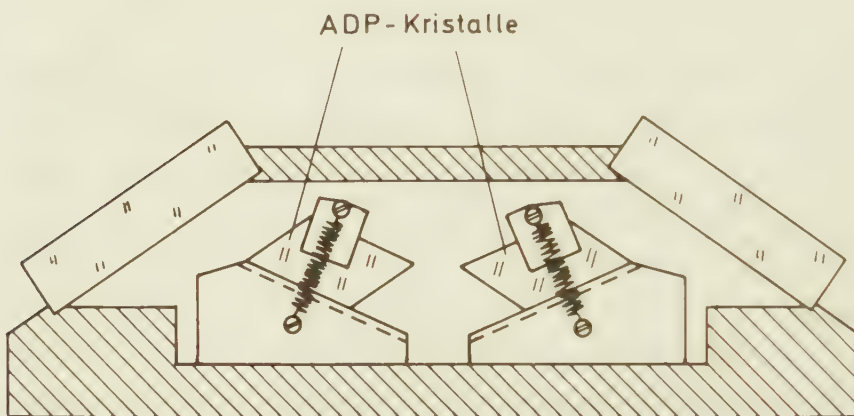


Abb. (III 17): Halterung der ADP-Kristalle (schematisch)

Deshalb kann dieses Stellelement direkt in den Strahlengang des Ringlasers eingefügt werden, ohne daß ein Umbau des Resonators nötig ist (Abb. (III 18)). Ein luftdichtes Gehäuse schützt das hygroskopische Material vor Luftfeuchtigkeit. Die Kristalle weisen den sogenannten 45° Y-Schnitt auf [48], so daß elektrische Felder senkrecht zur Polarisationssebene der linear polarisierten Laserstrahlung den Brechungsindex des Materials ändern, ohne den Polarisationszustand des Lichtes zu beeinflussen. Auf diese Weise kann die optische Länge $l = n \cdot d$ des Resonators und damit die Laserfrequenz abgestimmt werden. ADP besitzt eine sehr kleine piezoelektrische Ladungskonstante, so daß nur eine schwache Kopplung zwischen elektrischen Spannungen am Kristall und dessen mechanischen Eigenschaften vorliegt. Bei Halterung in Delrin, wie Abb. (III 17) es zeigt, ergibt sich eine gute Dämpfung der schwach

angeregten mechanischen Resonanzen, so daß die Übertragungsfunktion für $f < 10$ MHz in guter Näherung frequenzunabhängig und reell ist:

$$T_{\text{EOK}} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ Hz/V}$$

Die Ausgangsleistung des Lasers verringert sich bei Einbau der frisch polierten Kristalle um 10 %, die Verluste durch die Gehäusefenster sind zu vernachlässigen.

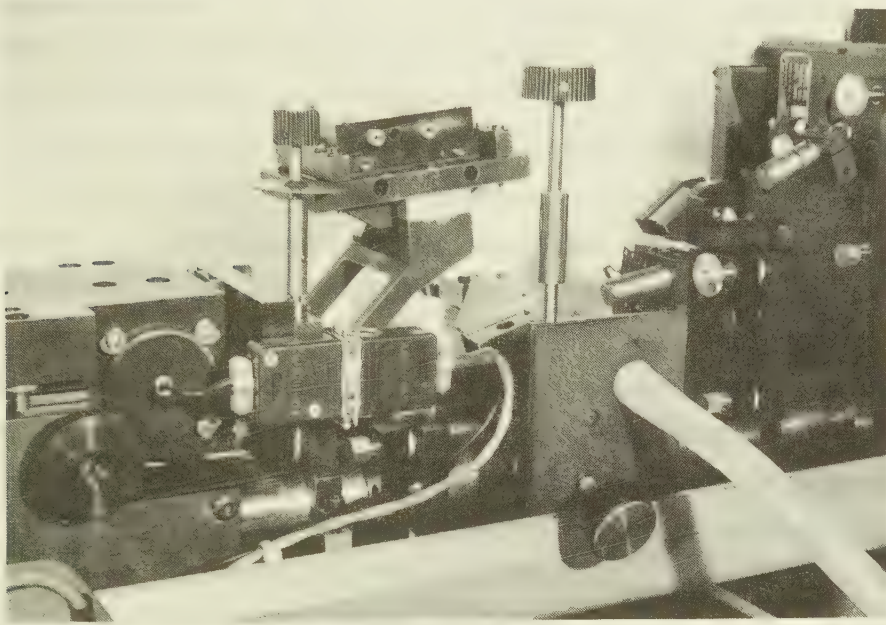


Abb. (III 18): Ringlaserresonator mit eingebauter Halterung der ADP-Kristalle

III 8.2. Struktur des Systems von Regelverstärkern und Frequenzgänge

Das Zusammenwirken der einzelnen Regelkreise ist in Abb. (III 19) in Form eines Signalflußdiagrammes dargestellt. Ein Teil der kommerziellen Frequenzstabilisierung wird weiterhin verwendet. Dazu gehören alle Regelverstärker und Stellelemente bis auf die Frequenzdiskriminatoreinheit, welche durch die wesentlich verbesserte Neukonstruktion ersetzt wird. Deren Signal kann nach entsprechender Formung im Rückkopplungsnetzwerk $T_{CV}(f)$ in die Coherent-Elektronik eingespeist werden. Abb. (III 20) zeigt den wesentlichen Ausschnitt der relevanten Platine 1A9 zusammen mit den Elementen des kommerziellen Frequenzdiskriminators. Die Signale der beiden Photodioden PD_1 und PD_2 werden vorverstärkt, durch den Analogrechenbaustein AD 534 voneinander subtrahiert und anschließend zur Normierung auf die Laserleistung durch eine zum Signal von PD_2 proportionale Spannung geteilt. Über einen Schalter kann wahlweise der Ausgang des Analogrechenbausteins oder des Rückkopplungsnetzwerkes $T_{CV}(f)$ an den Eingang der kommerziellen Regelkreise gelegt werden. Damit bleiben im ersten Falle alle Funktionen des CR 699-21 in der kommerziellen Ausführung erhalten, insbesondere die auf $\Delta\nu = 300$ kHz reduzierte Linienbreite und der kontinuierliche Abstimbereich über 30 GHz.

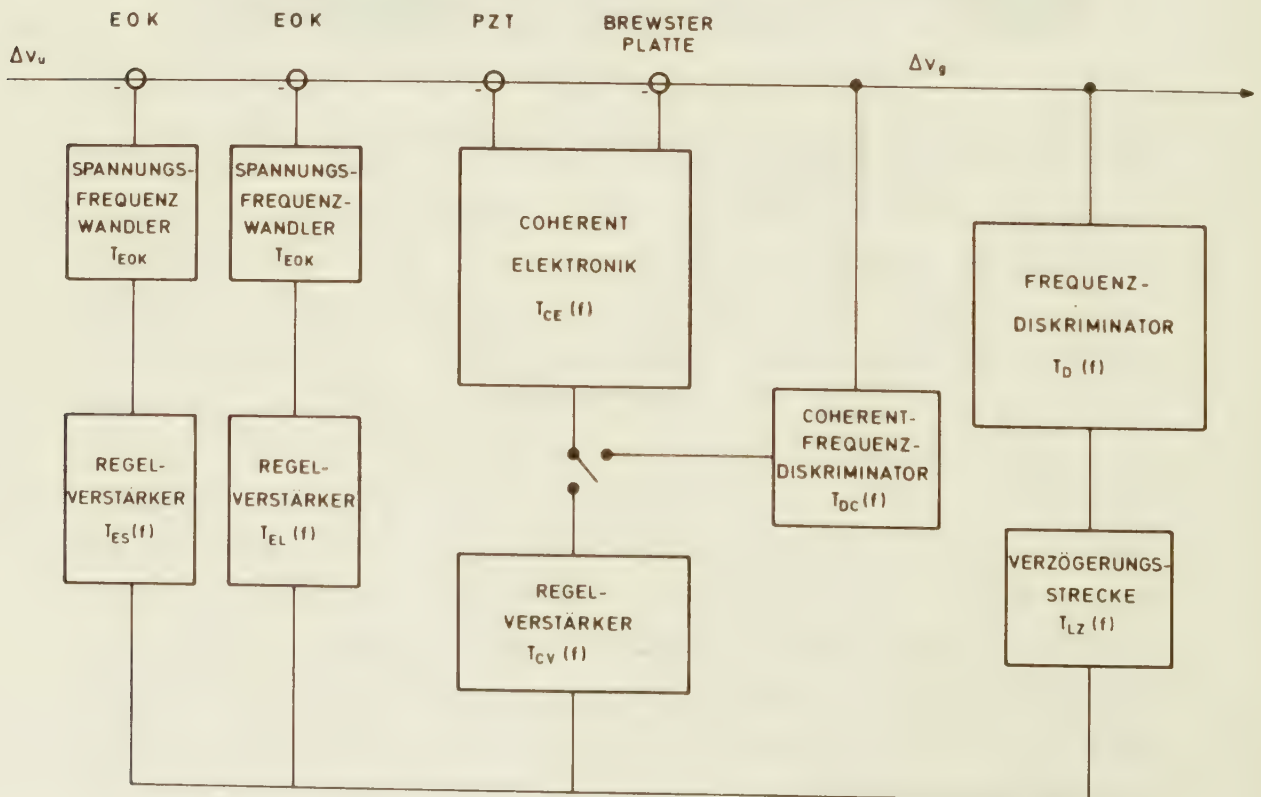


Abb. (III 19): Signalflußdiagramm der Regelkreise

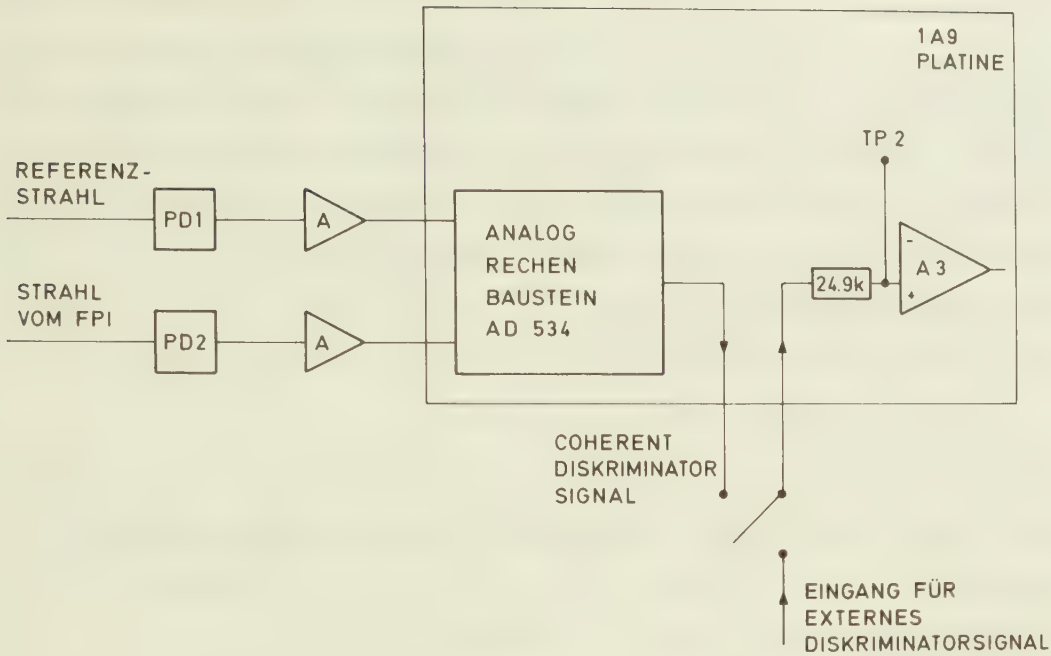


Abb. (III 20): Einspeisung eines Diskriminatorsignals in die Coherent-Regelung

Betrachtet man zur Vereinfachung die Coherent-Regelung als Einheit, so gliedert sich das Gesamtsystem in drei Zweige nach dem Bereich der Fourierfrequenzen, in denen diese die Reduzierung der Frequenzfluktuationen übernehmen (vergl. Abb. (III 19)). Den schnellen Zweig mit der Transferfunktion

$$T_S = T_D T_{LZ} T_{ES} T_{EOK} ,$$

den mittleren mit

$$T_M = T_D T_{LZ} T_{EL} T_{EOK}$$

und den langsamen mit

$$T_L = T_D T_{LZ} T_{CV} T_{CE} .$$

Nach einer Betrachtung der dynamischen Eigenschaften des Diskriminators, beschrieben durch $T_D(f)$ und der Begrenzung der Regelgeschwindigkeit durch die Signallaufzeit im Kreis ($T_{LZ}(f)$) werden die einzelnen Zweige nun nacheinander dargestellt.

Wie im Anhang II beschrieben, wirkt das FPI als Phasendetektor bei Frequenzschwankungen mit Fourierfrequenzen, die größer als die Halbwertsbreite $\Delta\omega$ seines Transmissionsprofils sind. In diesem Fall ist die Spannung U am Detektorausgang proportional zu den Phasenfluktuationen der Laserstrahlung: $U \sim \phi(t)$ (siehe Anhang II). Alle Stellelemente steuern aber eine Frequenzänderung $\dot{\phi}(t)$ bei Anlegen einer Spannung, d.h. $\dot{\phi}(t)$ ist die entscheidende Größe im Regelkreis. Nach Fouriertransformation von $\phi(t)$ und $\dot{\phi}(t)$ gilt:

$$\phi(f) \sim \frac{1}{f} \dot{\phi}(f).$$

Der Diskriminator weist somit als Frequenzdetektor eine mit $1/f$ nachlassende Empfindlichkeit für $f > \Delta\omega$ auf. Nach Helmcke wird die entsprechende Transferfunktion gegeben durch [21]:

$$T_D(f) = T_{D0} \cdot \frac{1}{1 + f/\Delta\omega}$$

Hierbei gibt T_{D0} den Spannungshub pro Frequenzeinheit in V/Hz an.

Die größtmögliche Transitfrequenz eines Regelkreises zur Frequenzstabilisierung wird durch die Laufzeit der Laserstrahlung zu den FPI und die Signalverzögerung in den Kabeln und Verstärkern bestimmt.

Im vorliegenden Fall gilt:

Laufzeit des Laserlichts zu den FPI	11 ns
des elektrischen Signals in den Kabeln	9 ns
des elektrischen Signals in den Verstärkern	11 ns

Die Gesamtverzögerung der Regelstrecke von 31 ns wirkt wie eine Phasennacheilung der Frequenzkorrektur relativ zur Frequenzschwankung und wird durch die Funktion $T_{LZ}(f)$ beschrieben. In der Regeltechnik heißen solche Verzögerungsstrecken Laufzeitglieder. Sie ändern nur die Phase des Signals, nicht aber dessen Größe ($|T_{LZ}(f)| = 1$) und führen zu einer Mitkopplung, deren Wirkung durch Addition der Phasenverschiebung $\Delta\phi$ von $T_{LZ}(f)$ zur Phase der übrigen Transferfunktion ϕ_T bei der Transitfrequenz f_T abgeschätzt werden

kann. Legt man $\phi_T = 90^\circ$ entsprechend $T(f) \sim 1/f$ bei $f = f_T$ zugrunde, so ist höchstens $\Delta\phi = 35^\circ$ akzeptabel, weil sonst die Dämpfung der bei f_T entstehenden Schwingung zu klein wird (siehe III 2). Eine Verzögerung von 30 ns begrenzt die Transitfrequenz somit auf Werte unter 3 MHz. Mit extrem kompakten Aufbauten sind geringfügig höhere Transitfrequenzen realisierbar, aber der konstruktive Aufwand wird im Verhältnis zu dem erreichten Vorteil unverhältnismäßig hoch.

Die gerade geschilderte Frequenzabhängigkeit von T_D und das Laufzeitglied T_{LZ} sind für die Funktion der schnellen Regelschleife von wesentlicher Bedeutung. Deren Transferfunktion

$$T_S = T_D T_{LZ} T_{ES} T_{EOK}$$

muß einen stabilen Regelkreis beschreiben, also bei der Transitfrequenz f_T eine Phasendrehung $\phi_T \lesssim 120^\circ$ besitzen. T_D fällt bei $f_T = 3$ MHz proportional zu $1/f$ ab und weist damit $\phi_{DT} = 90^\circ$ auf. T_{LZ} bewirkt eine Addition weiterer 35° , so daß der Regelkreis gerade noch stabil ist, wenn das Produkt $T_{ES} \cdot T_{EOK}$ keine Phasenänderung aufweist. Dies ist für T_{EOK} allein der Fall (siehe Seite 57), muß damit also auch für T_{ES} gelten. Um dies mit ausreichender Sicherheit zu gewährleisten, wurden CLC 103 A1 Verstärker eingesetzt, die einen Hub von $U = \pm 10V$ an den Kristallelektroden bis zu Frequenzen $f > 10$ MHz erzeugen, ohne daß eine Phasenverschiebung auftritt. Der schnelle Kreis ist wechselstrommäßig gekoppelt und besitzt eine maximale Schleifenverstärkung von 16 dB. Der Frequenzverlauf von $T_S(f)$ ist in Abb. (III 21) dargestellt.

Die Transferfunktion des mittelschnellen Kreises wird gegeben durch

$$T_M = T_D T_{LZ} T_{EL} T_{EOK}$$

Während das Signal der schnellen Schleife auf jeweils eine Elektrode der elektrooptischen Kristalle wirkt, liegt das Signal des mittelschnellen Kreises am gegenüberliegenden Kontakt an und zwar mit entgegengesetzter Polarität. Jede der beiden Regelschleifen besitzt damit praktisch ihr eigenes Stellglied, und ihre gemeinsame Wirkung erhält man durch Addition der Transferfunktionen:

$$T' = T_S + T_M$$

Der Frequenzverlauf von T_M ist in Abb. (III 21) gezeigt. Der mittelschnelle Zweig ist wechsellspannungsmäßig gekoppelt mit einer Einsatzfrequenz von $f_{3dB} = 100$ Hz. Die Integralcharakteristik setzt mit einem Verlauf $T_M \sim 1/f$ bei $f_{3dB} = 1$ kHz ein. Der nächste Tiefpaß mit $f_{3dB} = 20$ kHz führt zu $T_M \sim 1/f^2$ und wirkt bis $f = 400$ kHz. Hier setzt die $1/f$ -Charakteristik des Diskriminators, beschrieben durch T_D ein und gewährleistet weiterhin den $1/f^2$ -Verlauf von T_M . Bei $f = 1$ MHz ist die Verstärkung des mittelschnellen Kreises gleich der des schnellen und letzterer übernimmt für höhere Frequenzen die Stellfunktion. Die Kombination von $T' = T_M + T_S$ wird in der Regeltechnik Proportional-Integral-Regler genannt. Da eine Absenkung der Gesamtverstärkung $|T'|$ dazu führt, daß f_T in den Frequenzbereich des $1/f^2$ -Abfalls gerät und $\phi(f_T) = 180^\circ$ zur Instabilität des Systems führt, nennt man solche Regelkreise "bedingt stabil".

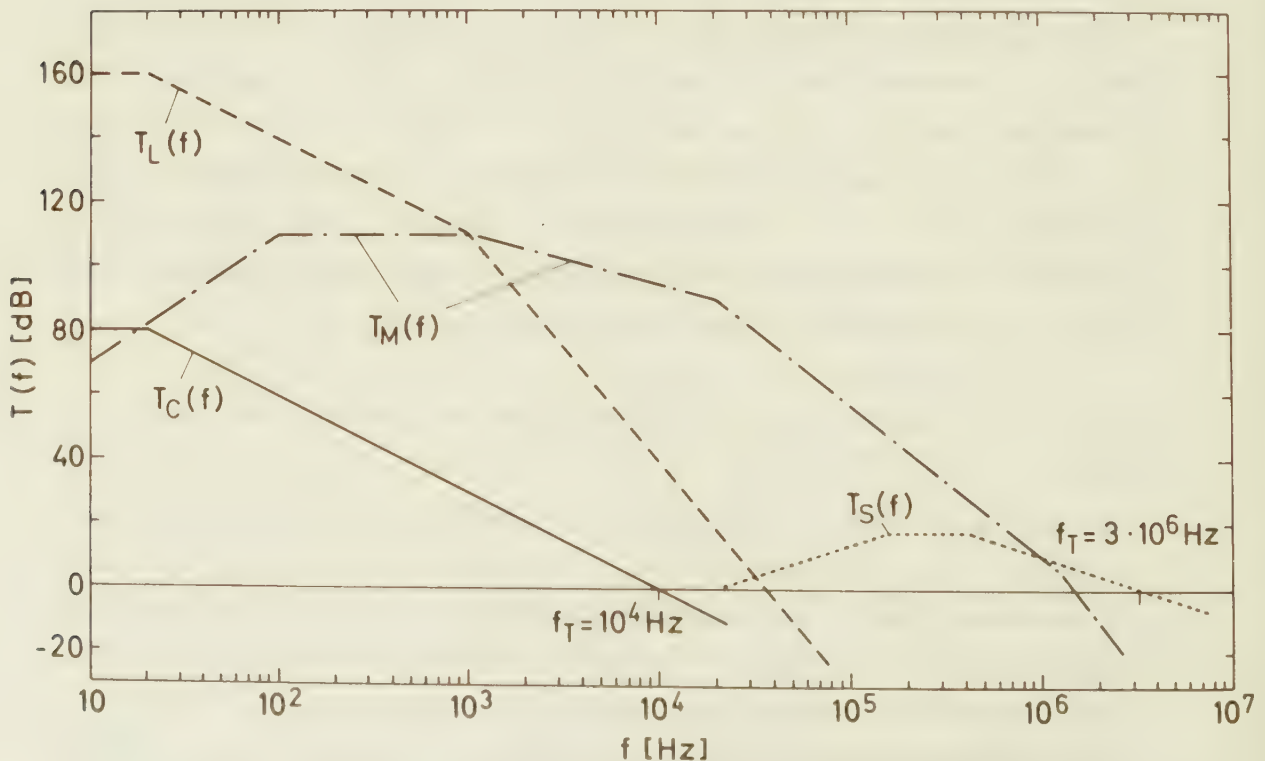


Abb. (III 21): Transferfunktionen der Regelkreise zur Frequenzstabilisierung

Unterhalb von 1 kHz übernimmt die langsame Schleife die Regelfunktion. T_D ist in diesem Bereich frequenzunabhängig und die Wirkung des Laufzeitgliedes fällt nicht mehr ins Gewicht. Das Rückkopplungsnetzwerk T_{CV} ist gleichspannungsmäßig gekoppelt und bestimmt den Wert der mittleren Frequenz des Lasers zusammen mit T_D . Bis zu $f = 1$ kHz ist T_{CV} frequenzunabhängig, so daß in diesem Bereich der Frequenzgang der Coherent Regelkreise erhalten bleibt, allerdings bei einer um 80 dB höheren Gesamtverstärkung (siehe Abb. (III 21)). Ab $f = 1$ kHz übernimmt der mittelschnelle Zweig die Regelfunktion. Bei dieser Frequenz setzt ein weiterer Tiefpaß in T_{CV} ein, der T_L bei der Resonanzfrequenz des piezokeramisch getriebenen Spiegels auf Werte deutlich unter eins begrenzt.

Der gesamte Regelkreis mit Transferfunktion $T = T_L + T_M + T_S$ kann im Frequenzbereich $0 < f < 10^4$ Hz die bei Betrieb der Coherent-Regelung verbleibenden Frequenzschwankungen um weitere 80 dB unterdrücken, und er reduziert zusätzlich Fluktuationen mit höheren Fourierfrequenzen. Der Betrieb dieses Systems ist jedoch ungleich schwieriger als der des kommerziellen CR 699-21, da keiner der drei Zweige für sich allein eine stabile Regelung ermöglicht. Erst durch Zusammenwirken aller drei Teilkreise, deren Transferfunktionen sehr sorgfältig aufeinander abgestimmt sein müssen, kommt eine stabile Regelung zustande. Dieses System ist ohne Hinzufügen weiterer Verstärker ausbaufähig: Der Frequenzbereich des $1/f^2$ -Abfalls kann weiter ausgedehnt werden und $1/f^3$ -Frequenzgänge sind genauso möglich wie ein stärkerer Anstieg der Transferfunktion für $f < 1$ kHz.

IV Ergebnisse der Linienbreiteneinengung und Diskussion

IV 1. Leistungsfähigkeit des Servosystems: Messungen und Diskussion

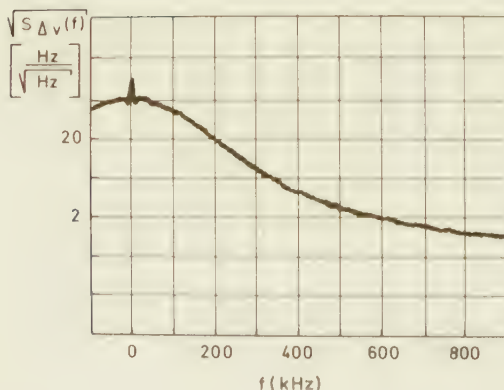
Die Versuchsanordnung ist in Abb. (III 15) dargestellt. Es wird nur die obere Diskriminatoreinheit verwendet und das sogenannte "Fehlersignal" $U(t)$ bei geschlossener Regelschleife analysiert. Dies ist direkt proportional zur Spannung am IF-Ausgang des Mischers, stellt also bis auf einen konstanten Faktor $C \cdot T_D$ die Abweichungen Δu_g der Frequenz des Lasers von der verwendeten longitudinalen Mode des FPI dar, solange Rauschquellen im Regelkreis vernachlässigt werden können:

$$U(t) = C \cdot T_D \cdot \Delta u_g(t)$$

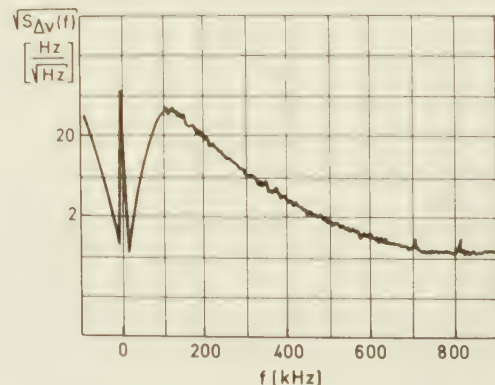
Aus $U(t)$ wird mit Hilfe von Spektrumanalysatoren* die spektrale Leistungsdichte der Frequenzfluktuationen $\sqrt{S_{\Delta u}(f)}$ gewonnen.

Um die Leistungsfähigkeit des Servosystems zu zeigen, wurde die Laserfrequenz einmal nur mit der Coherentregelung unter Verwendung der neu aufgebauten Diskriminatoreinheit stabilisiert und zum Vergleich mit dem gesamten System schneller und langsamer Regelschleifen. Abb. (IV 1a - h) zeigen die Ergebnisse in den unterschiedlichen Frequenzbereichen.

Abb. (IV 1): Spektrale Dichte des Fehlersignals $U(t)/CT_D$



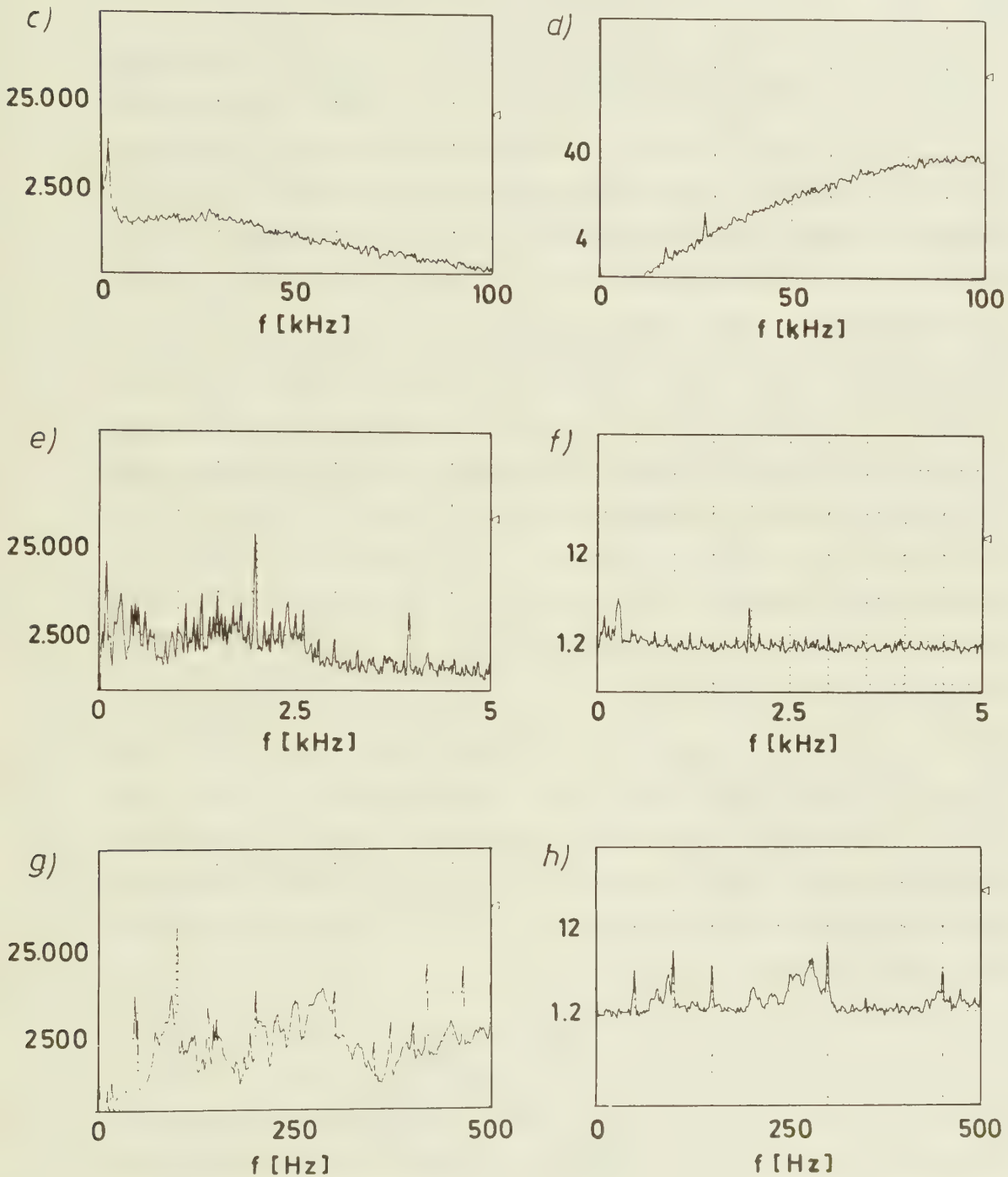
a) Coherent-Regelung



b) schneller Regelkreis

* ($f < 100$ kHz: ONO SOKKI CF 920 , $f > 100$ kHz: HP 3558 B)

Abb. (IV 1): Spektrale Dichte des Fehlersignals $U(t)/CT_D$
Ordinate bei allen Spektren $\sqrt{S_{\Delta U}(f)}$



c,e,g Coherent-Regelung

d,f,h schneller Servokreis

Die Größe der Transitfrequenz und der Anstieg der Verstärkung der Regelkreise zu niedrigen Frequenzen sind nicht ausreichend, um ein Anwachsen von $S_{\Delta u}$ bis $f \approx 100$ kHz zu unterbinden (Abb. IV 1b). Um den Einfluß dieser Fluktuationen auf die spektrale Leistungsdichte des Lasers abzuschätzen, muß man den Effekt der Frequenzmodulation mit dem Anregungsspektrum $\sqrt{S_{\Delta u}(f)}$ auf eine monochromatische Emission berechnen (vergl. Kap. II 7). Wegen der kleinen Hübe pro Einheitsbandbreite von $\max \Delta u = 50$ Hz (Δu entspricht $|a_n|$ für $f_0 = 1$ Hz in Kap. II 6.1) und der hohen Fourierfrequenzen $f \approx 100$ kHz ist der Modulationsindex $M = \frac{\Delta u}{f} < 5 \cdot 10^{-4}$, d.h., nur die ersten Seitenbänder spielen eine Rolle, und man erhält neben der Trägerfrequenz einen Untergrund, dessen spektrale Verteilung durch $\sqrt{S_{\Delta u}(f)}$ bestimmt wird und dessen Intensität verglichen mit der Gesamtintensität der Strahlung sehr klein ist (relative Seitenbandintensität $I_B \approx \frac{M^2}{4} \approx 10^{-8}$). Außerdem liegen diese Satellitenstrukturen um $\Delta u = 100$ kHz von der Trägerfrequenz entfernt und limitieren die Auflösung einer Linie mit kHz-Breite deshalb nicht.

Zu niedrigen Frequenzen hin fällt $S_{\Delta u}(f)$ stark ab (Abb. (IV 1d)) bis bei $f \approx 10$ kHz ein Plateau erreicht wird und weißes Frequenzrauschen vorliegt (Abb. IV 1f). Die Ursache hierfür ist noch nicht geklärt. Das durch die Signalleistung verursachte Schrotrauschen der Photodiode $R(f)$ kommt nicht in Frage. Abb. (IV 2) zeigt das Blockdiagramm der Regelschleife mit Rauschquellen $Z_1(f)$ und $Z_2(f)$, die an unterschiedlichen Stellen eingespeist werden. Im geschlossenen Zustand des Kreises werden die Rauschsignale am Einspeisungspunkt in gleicher Weise unterdrückt wie die Frequenzfluktuationen [38]. Es gilt also

$$Z_{ig}(f) = \frac{1}{1 + T(f)} Z_i(f)$$

wobei Z_{ig} die bei geschlossener Schleife verbleibende Restfluktuation bezeichnet. Der Einfluß von Z_i auf das Fehlersignal erhält man durch Multiplikation von Z_{ig} mit den Transferfunktionen der Funktionseinheiten, die in Signallaufichtung zwischen dem Einspeisungspunkt von Z_i und der Abzweigung des Fehlersignals liegen. Das Schrotrauschen $R(f)$ entspricht der Rauschquelle Z_1 , die unmittelbar hinter dem Diskriminator (beschrieben durch T_1) und vor der Abnahme

des Fehlersignals U in den Regelkreis eingespeist wird. D.h., der Beitrag von $R(f)$ zu $U(f)$ ist gegeben durch:

$$R_g(f) = \frac{1}{1 + T(f)} R(f)$$

Das weiße Rauschen R wird also mit der Transferfunktion $T(f)$ der geschlossenen Schleife unterdrückt, erhält somit die typische Frequenzabhängigkeit von $T(f)$ und wird vom Betrag her in einen Bereich verwiesen, der bei der augenblicklichen Präzision keine Rolle spielt ($\sqrt{S_R(f)} < 1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$). Daraus folgt nach obiger Gleichung im Bereich $f < 10^4 \text{ Hz}$: $\sqrt{S_{Rg}(f)} < 3,1 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Mit großer Wahrscheinlichkeit liegt eine weiße Rauschquelle Z_2 am Eingang der Regelverstärker vor (Abb. IV 2), die dann ein weißes Rauschen des Fehlersignals bewirkt. Die Spannungsfluktuationen am Eingang der ersten Verstärkerstufen weisen zu kleine Werte auf, um als Ursache in Frage zu kommen und sind darüber hinaus frequenzabhängig. Zur Klärung der Situation sind weiterführende Untersuchungen notwendig.

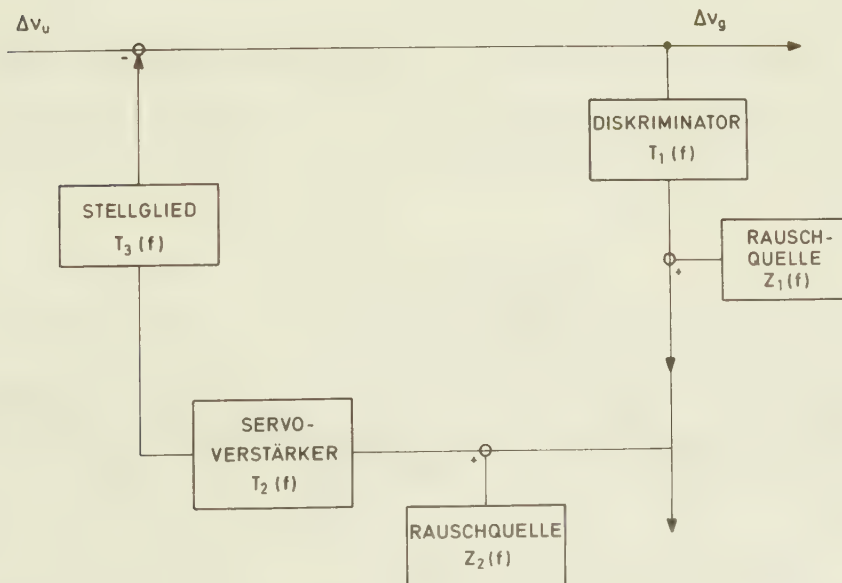


Abb. (IV 2): Signalflußdiagramm einer Regelschleife mit Rauschquellen $Z_1(f)$ und $Z_2(f)$

Die Resonanzen bei 50, 100, 150, ... Hz sind auf Einstreuungen der Netzspannung und Erdungsprobleme zurückzuführen, deren Beseitigung wegen der hohen Verstärkung der Regelschleife von $A = 160$ dB ein schwieriges Problem darstellt. Die Struktur zwischen 200 und 300 Hz ist der unzureichenden Unterdrückung der Frequenzschwankungen durch den Regelkreis zuzuschreiben und kann durch Erhöhung der Verstärkung eliminiert werden.

IV 2. Messung der Frequenzfluktuationen mit einem unabhängigen Diskriminator

Der verwendete Versuchsaufbau wurde bereits in Abb. (III 15) gezeigt. Die Laserfrequenz wird mittels einer Diskriminatoreinheit stabilisiert; die zweite dient zur Analyse der verbleibenden Restfluktuationen. Für genaue Messungen ist die Synchronisierung der Modenfrequenz ν_F des zweiten Vergleichs-FPI mit der mittleren Laserfrequenz über einen piezoelektrisch getriebenen Spiegel notwendig (siehe Kap. II 8.2.). Aufgrund der hinreichend geringen Drift von ν_F kann aber auf die Verwendung eines Regelkreises zur Synchronisierung verzichtet werden, so daß die Diskriminatoreinheiten elektronisch vollständig unabhängig sind. Mechanische Kopplungen sind insofern möglich, als beide Hochvakuumrezipienten für die FPI auf dem gleichen Lasertisch stehen. Dieses Problem wird weiter unten ausführlich behandelt. Analysiert wird das IF-Signal der zweiten Frequenzdiskriminatoreinheit bei korrekter Einstellung des Arbeitspunktes. Typische Meßzeiten betragen 6 Sekunden bis die Synchronisation für genaue Analysen nicht mehr ausreichend ist. Hierfür sind Drifts im Hochspannungssystem verantwortlich, das zur Einstellung des Spiegelabstandes mittels Piezokeramik dient.

Die ersten Messungen (Abb. (IV 3)) erfolgten bei Lagerung der FPI auf O-Ringen (vergl. Abb. (III 11), Seite 45). Dies führte zu $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 5 \text{ kHz}$ in $\Delta f = 10 \text{ kHz}$ Analysenbandbreite.

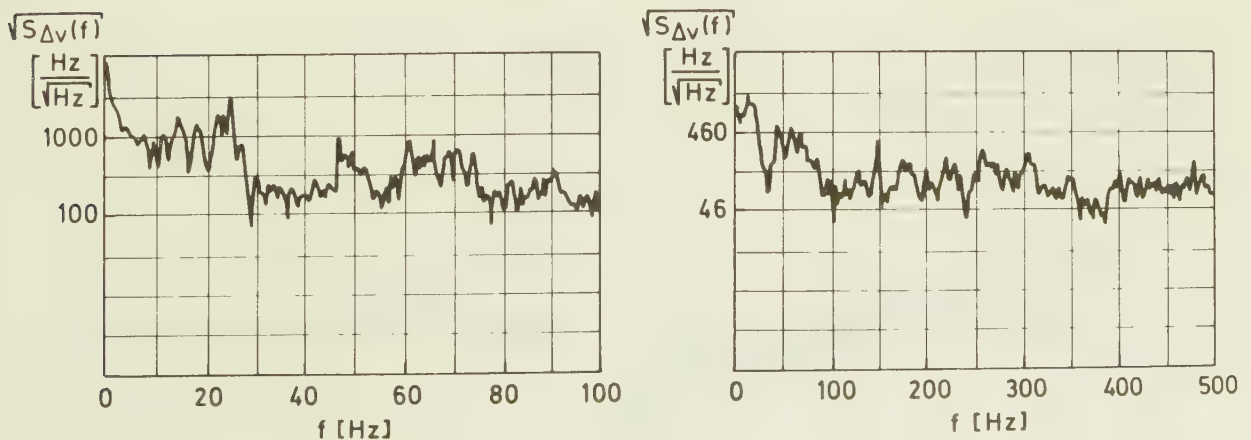


Abb. (IV 3): Spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen bei O-Ring-Lagerung beider FPI

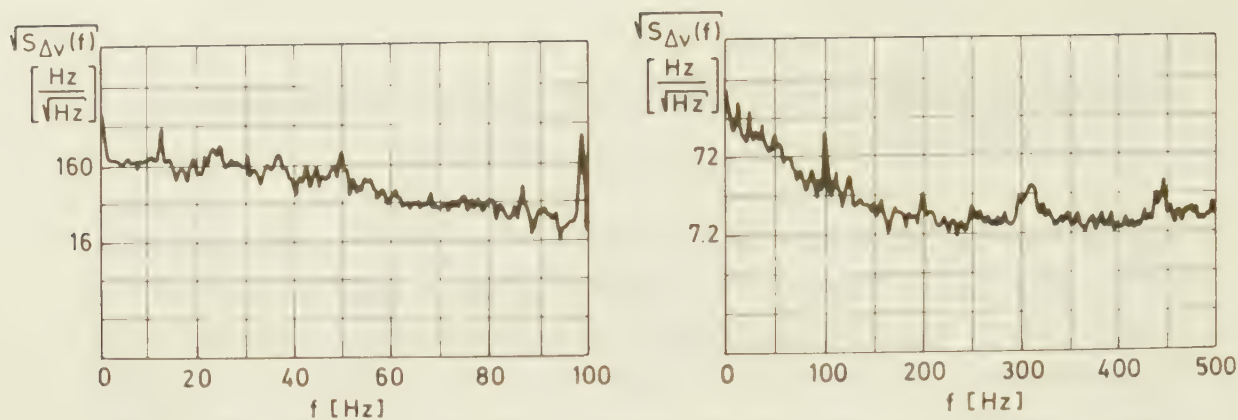


Abb. (IV 4): Spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen nach mechanischer Isolierung des FPI mit dem dünneren Abstandhalter

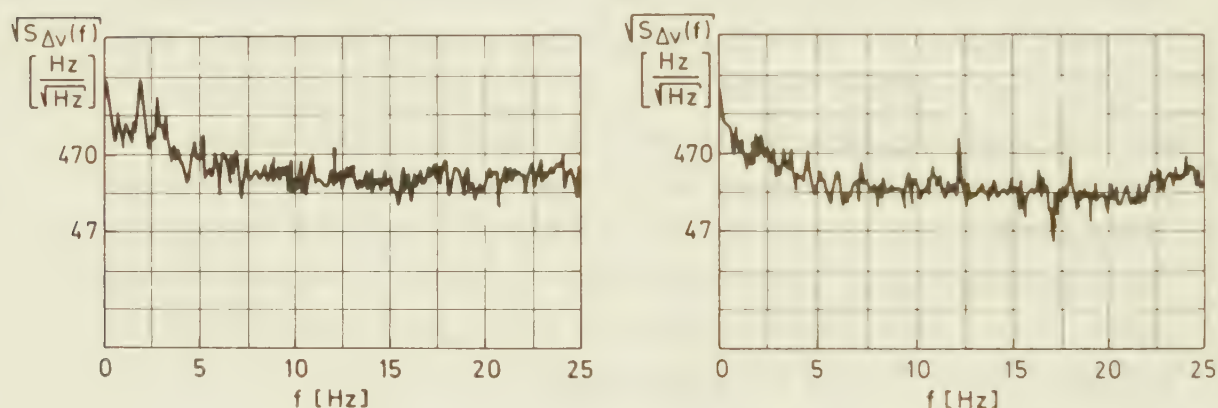


Abb. (IV 5): Spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen nach mechanischer Isolierung der FPI mit dem dünneren Abstandhalter
linkes Spektrum: mit elektronischer Dämpfung
rechtes Spektrum: ohne elektronische Dämpfung

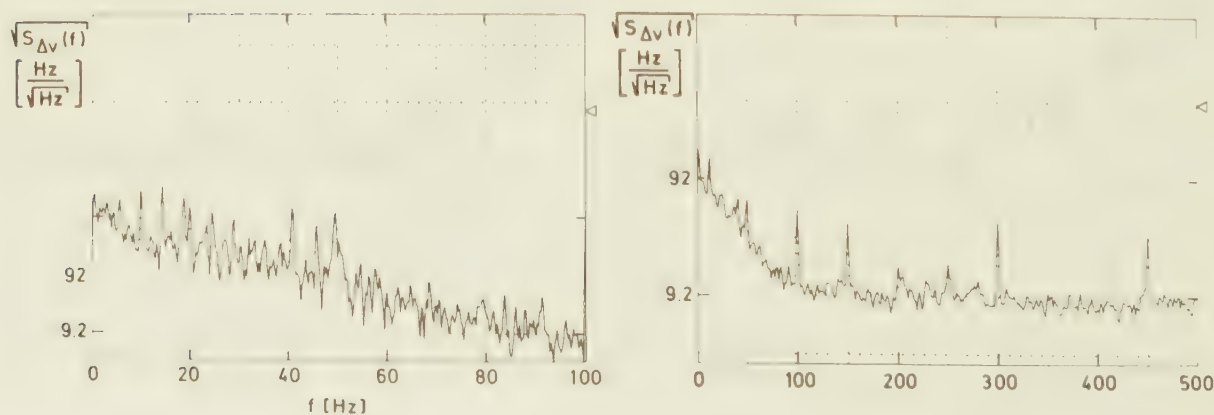


Abb. (IV 6): Spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen nach Isolierung beider FPI mittels Spiralfedern

Danach wurde das FPI mit dem dünneren Zerodurstab als Abstandhalter an zwei Spiralfedern aufgehängt (Abb. (III 10)) und die in Kap. III 6.3 beschriebenen Dämpfungssysteme installiert, was eine Absenkung der Frequenzfluktuationen auf $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 1,7 \text{ kHz}$ in $\Delta f = 10 \text{ kHz}$ Analysenbandbreite bewirkte. Die entsprechenden Spektren zeigt Abb. (IV 4). In Abb. (IV 5) ist die Wirkung der elektronischen Dämpfungssysteme auf die Frequenzschwankungen dargestellt. Mechanische Isolation des zweiten Referenz-FPI führte schließlich zu $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 600 \text{ Hz}$ und den Spektren der Abb. (IV 6). Die detaillierte Auswertung, insbesondere die Wahl der Analysenbandbreite, wird auf S. 74 ff. ausgeführt.

IV 3. Diskussion und Interpretation der Ergebnisse

Zunächst fällt die Diskrepanz zwischen den Werten für $S_{\Delta U}(f)$ auf, wie sie aus dem Fehlersignal (Abb. (IV 1)) und den Messungen mit einer zweiten Diskriminatoreinheit (Abb. (IV 3 - 6)) gewonnen wurden. Dafür gibt es zwei mögliche Ursachen: Rauschquellen elektro-nischer Natur, die zum Fehlersignal einen vernachlässigbaren Bei-trag liefern aber trotzdem der Laseremission als Frequenzfluktua-tionen aufgeprägt werden, oder fehlerhafte Frequenzmessung. Durch sorgfältige Analyse der Elektronik konnte die erste Möglichkeit ausgeschlossen werden.

Als Ursache für die zweite Alternative werden zwei Prozesse dis-kutiert: Änderung der relativen räumlichen Lage von Laserstrahl und optischer Achse der FPI und mechanische Störungen der FPI, die zu einer Änderung des Spiegelabstandes führen. Eine Reihe zusätz-licher, aber bei der augenblicklichen Stabilität des Systems ver-nachlässigbarer Effekte werden weiter unten beschrieben. Die größten Beiträge zur Linienbreite des Lasers treten bei niedrigen Fourier-frequenzen $f < 100$ Hz auf, d.h., deutlich unterhalb von Eigenfre-quenzen der Tischplattenschwingung. Dies bedeutet, daß die Tisch-platte sich als Einheit bewegt und mit ihr Laserstrahl und FPI-Auf-bau. Lagert man die FPI auf O-Ringen, was Resonanzfrequenzen des mechanischen Aufbaus von ca. 50 Hz ergibt (siehe Abb. (III 12)), so ergibt sich bei $f < 50$ Hz eine starke Korrelation zwischen den Bewegungen des Laserstrahls und der FPI-Achse.

Bei Einbau der mechanischen Isolationssysteme werden die Schwin-gungsamplituden der FPI viel kleiner als die des Tisches (vergl. Abb. (III 13)); es entsteht also eine Relativbewegung zwischen FPI und Laserstrahl, die zu einer Vergrößerung der Linienbreite führen sollte. Da genau das Gegenteil beobachtet wird, kann die relative Lageänderung nicht der dominierende Mechanismus sein, der zu einer fehlerhaften Frequenzmessung führt. Dies stimmt überein mit der Überlegung, daß Änderungen in der relativen Lage von Laserstrahl und FPI wie eine Amplitudenmodulation wirken, die Frequenzinfor-mation in erster Ordnung damit nicht beeinflussen.

Die Beschreibung der mechanischen Störungen, welche als zweite Alternative bleiben, ist nur spekulativ in Form einer Modellvorstellung möglich. Eine direkte Messung der relevanten physikalischen Größen kann mit ausreichender Präzision nicht durchgeführt werden. Wegen der Bedeutung für die Weiterentwicklung des Systems (siehe Kap. IV 4) seien die Grundüberlegungen trotz ihres hypothetischen Charakters im folgenden dargestellt.

Die FPI werden an zwei Auflagelinien im Schwerfeld der Erde befestigt. Unter ihrem Eigengewicht biegen sie sich in der Mitte durch, und es bildet sich ein Spannungs- Dehnungsfeld in den Festkörpern. Über die Aufhängungen wirken zeitlich veränderliche Kräfte, die den Dehnungszustand der FPI verändern und damit den effektiven Spiegelabstand. Minimierung der angreifenden Kräfte und Aufbau der FPI in solcher Weise, daß möglichst geringe Deformationen pro wirkender Krafteinheit auftreten, führen zu großer Stabilität der longitudinalen Modenfrequenz. Beide Vorhersagen werden durch die Messungen qualitativ bestätigt: Isolation des FPI mit dem dünneren Abstandhalter führte zu einer Absenkung der Linienbreite auf 1/3 ihres ursprünglichen Wertes (Abb. (IV 4)). Damit ist die größere mechanische Stabilität der Neukonstruktion genauso demonstriert, wie die Abnahme der Frequenzschwankungen bei Verringerung der Einwirkung mechanischer Störungen.

Die Spektren von Abb. (IV 6) werden nun im Detail diskutiert. Die spektrale Dichte der Frequenzfluktuationen $\sqrt{S_{\Delta U}(f)}$ fällt mit wachsenden Fourierfrequenzen stark ab, bis sich bei $f > 100$ Hz ein konstanter Wert $\sqrt{S_{\Delta U}(f)} = 9,2 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ einstellt. Dieses qualitative Verhalten wird erwartet, falls mechanische Störungen den begrenzenden Prozess darstellen, denn mit wachsender Fourierfrequenz f nimmt die Isolationswirkung der FPI-Aufhängungen zu (Abb. (III 13)), während die Stärke der mechanischen Störungen kleiner wird. Bei genügend großer Unterdrückung der Frequenzfluktuationen dominiert schließlich das weiße Schrotrauschen der Signalleistung an den Photodioden, das über den Regelkreis der Laserfrequenz als wiederum weißes Rauschen aufgeprägt wird. Berechnet man die Größe dieses Beitrags, so findet man $\sqrt{S_{\Delta U}(f)} < 1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$, so daß Schrotrauschen nicht die Ursache des beobachteten Untergrundes sein kann. Zur

Klärung des Problems sind weitere Untersuchungen notwendig. Die Rauschkomponenten bei 50, 100, 150 Hz, etc. sind elektronischen Ursprungs, da sie in den Spektren mechanischer Schwingungen nicht in vergleichbarer Stärke auftreten.

Die Angabe der RMS-Linienbreite erfordert eine sinnvolle Wahl der Analysenbandbreite $[f_1, f_2]$ zur Bestimmung von Δv_{RMS} (vergl. S. 19). Dazu ist in Abb. (IV 7) die Abhängigkeit $\Delta v_{\text{RMS}}(f_2)$ bei fest gewählter unterer Grenzfrequenz $f_1 = 4$ Hz aufgetragen, wie sie mittels numerischer Integration aus einem typischen 2 kHz-Spektrum gewonnen wurde. Der Graph zeigt einen deutlichen Wendepunkt oberhalb von 50 Hz, der den zu höheren Frequenzen zunehmenden Beitrag des weißen Rauschuntergrunds zu Δv_{RMS} widerspiegelt. Dieser würde einen Anstieg von 10 dB pro Dekade bewirken, falls er allein vorhanden wäre. Bei $f_2 = 100$ Hz besitzt der Modulationsindex den Wert $M \approx 10^{-1}$, so daß die Seitenbandintensität 4 ‰ derjenigen des Trägers ausmacht, f_2 also eine sinnvolle obere Grenze darstellt und zu $\Delta v_{\text{RMS}} = 480$ Hz führt. Dehnt man die Bandbreite bis $f_1 = 0,25$ Hz aus, so ergeben die 100-Hz-Spektren eine Erhöhung der RMS-Linienbreite auf $\Delta v_{\text{RMS}} = 600$ Hz ($0,25 \text{ Hz} \leq f \leq 100 \text{ Hz}$).

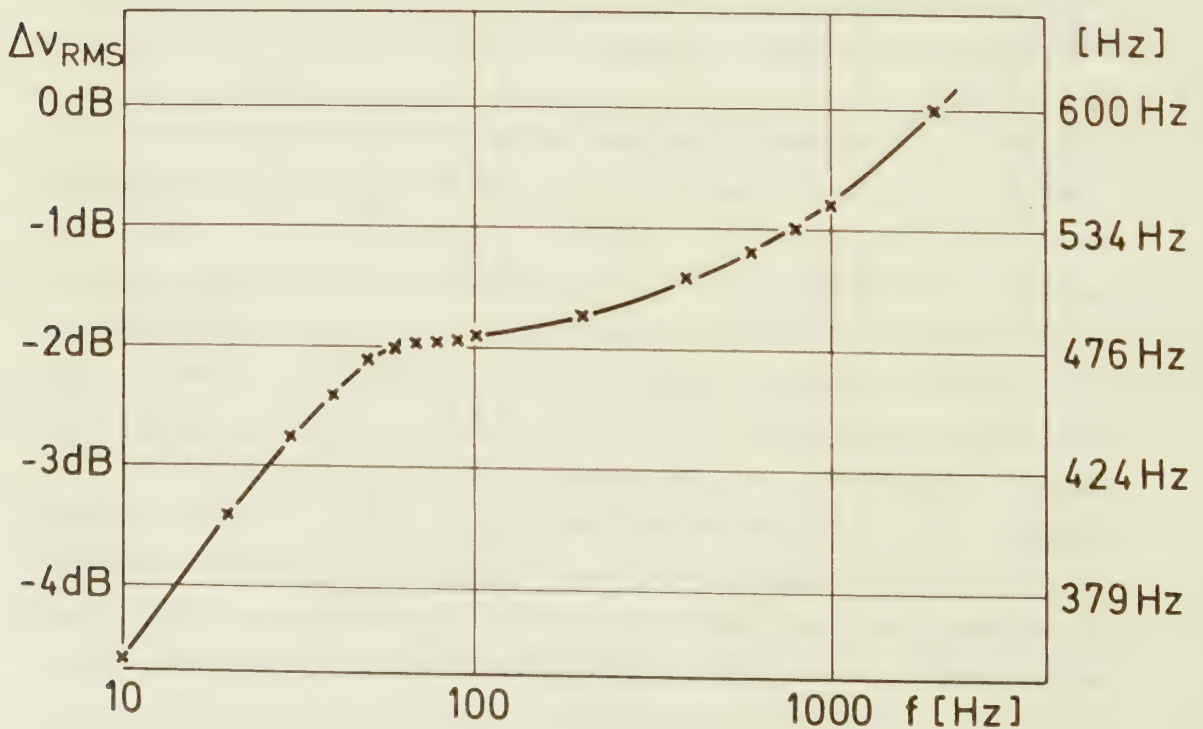


Abb. (IV 7): RMS-Linienbreite als Funktion der Bandbreite
Untere Grenzfrequenz $f_1 = 4$ Hz

In diesen Wert gehen die Rauschleistungen beider Frequenzdiskriminatoreinheiten ein, so daß bei gleichen Eigenschaften beider Systeme die RMS-Linienbreite des Lasers noch um einen Faktor $\sqrt{2}$ niedriger liegt: $\Delta\nu_{\text{RMS}} = 420 \text{ Hz}$.

Die Problematik des Rückschlusses von $\Delta\nu_{\text{RMS}}$ auf die entsprechende Breite der Verteilung $I(\nu, \tau)$ wurde im Kapitel II 7 bereits ausführlich diskutiert. Eine Messung der Schwebungsfrequenz zweier Laser war wegen des großen experimentellen Aufwands im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

Die Charakterisierung der Frequenzfluktuationen im Zeitbereich zeigt Abb. (IV 8). Dort ist die Allan-Varianz $\sigma_y(\tau)$ aufgetragen, wie sie aus einem typischen 100 Hz Spektrum von $S_{\Delta\nu}(f)$ durch numerische Integration (siehe Seite 18) gewonnen wurde. Da in $S_{\Delta\nu}(f)$ die Rauschleistungen beider Diskriminatoreinheiten additiv eingehen, wurden die Werte durch $\sqrt{2}$ dividiert, um die Frequenzschwankungen eines Lasers zu erhalten. Der hier gezeigte Abfall von $\sigma_y(\tau)$ zu größeren τ ist auf die zunehmende Ausmittelung schneller Frequenzschwankungen im Intervall τ zurückzuführen, die den wachsenden Beitrag niederfrequenter Schwankungen dominiert.

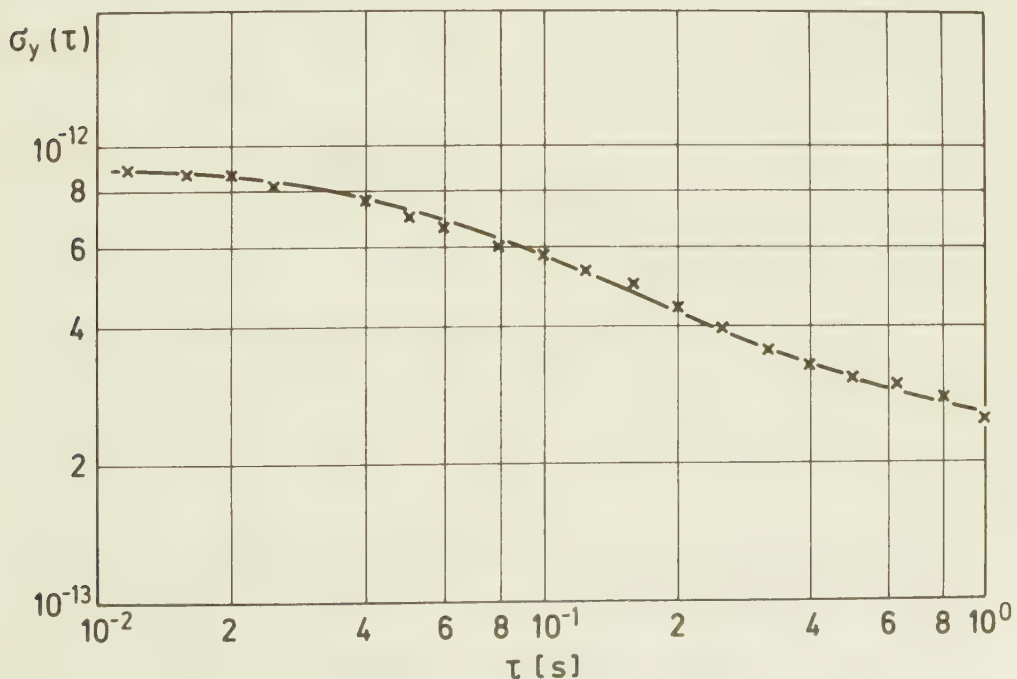


Abb. (IV 8): Allan Varianz $\sigma_y(\tau)$ der Laserfrequenz

Bei Integrationszeiten $\tau \approx 10^{-2}$ s erreicht die Allan-Varianz ein Plateau bei $\sigma_y(\tau) \approx 8,4 \cdot 10^{-13}$. Zu kleineren τ nimmt sie wieder ab, da die wichtigsten Rauschkomponenten Fourierfrequenzen $f < 50$ Hz besitzen und bei Zeiten kleiner 10 ms nur noch einen geringen Beitrag liefern.

In der bisherigen Diskussion wurden die beiden Frequenzdiskriminatoreinheiten als völlig unabhängig behandelt. Da sie auf demselben Lasertisch stehen, sind Korrelationen der mechanischen Störungen beider FPI aber möglich. Die Isolation des FPI mit dem dünneren Abstandshalter hat gezeigt, daß die Einwirkung mechanischer Störungen auf die Frequenzmessung sich bei beiden Resonator-konstruktionen um einen Faktor drei unterscheidet. Bei vollständiger Korrelation der mechanischen Einflüsse würden die gemessenen Frequenzschwankungen 63 % des Wertes betragen, den man an wirklich unabhängigen Systemen messen könnte. Die unterschiedliche Führung der Spiralfedern bei beiden FPI-Aufhängungen mit der damit verbundenen unterschiedlichen Kopplung der Eigenschwingungen, sowie die komplexe Zusammensetzung der mechanischen Einflüsse aus akustischen Störungen und Körperschall lassen eine sehr hohe Korrelation mit großer Wahrscheinlichkeit nicht zu. Experimentell erreicht man eine größere Unabhängigkeit beider Diskriminatoren durch Aufbau auf getrennten Lasertischen. In diesem Fall sind dann nur noch Kopplungen über die gleichartige Anregung der Tische durch Bodenschwingungen möglich.

IV 4. Vorschläge zur weiteren Verringerung mechanischer Störungen

Eine deutliche Absenkung mechanischer Störungen ist durch die Verwendung von Tischplatten und Schwingungsisolationssystemen besserer Konstruktion möglich. In Abb. (IV 7) werden die Transmissibilitäten des im Hause gebauten und eines Newport-Systems gegenübergestellt (Newport Research Company, XL-16 A und RS 48-8). Die Resonanzfrequenz des selbstgebauten Systems liegt bei $f_0 = 12$ Hz.

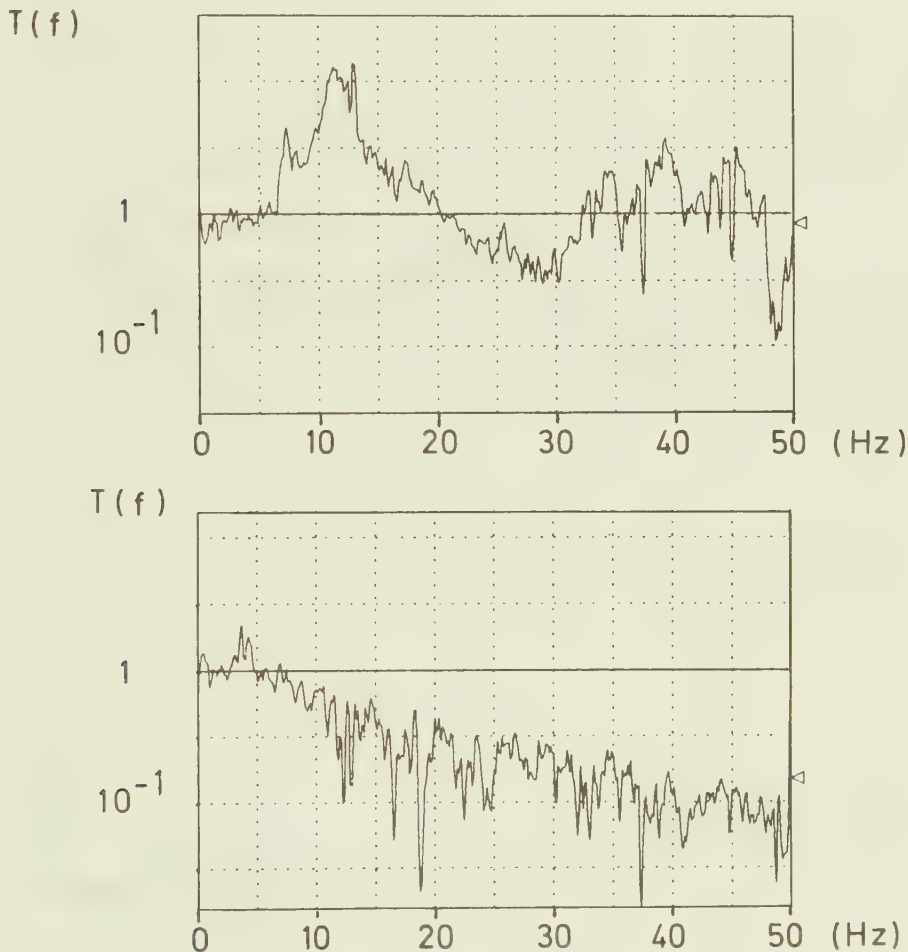


Abb. (IV 7): Transmissibilität der Tischplattenlagerung $T(f)$
oberes Spektrum : Eigenkonstruktion mit Granitplatte
unteres Spektrum: kommerzielles Newport-System

Um f_0 beobachtet man eine Resonanzüberhöhung von 20 dB. Eine Isolationswirkung ist im Bereich bis 50 Hz nicht festzustellen, da um 40 Hz herum eine erneute Überhöhung der wirkenden Kräfte auftritt. Demgegenüber weist das Newport-Isolationssystem eine geringe Resonanzüberhöhung von maximal 6 dB bei $f = 3$ Hz auf und unterdrückt mechanischen Fluktuationen bei $f = 40$ Hz bereits um 20 dB. Wegen zu großer Dämpfung wird der bestmögliche Isolationsverlauf von $T(f) \sim 1/f^2$ nicht erreicht (vergl. Kap. III 6.1).

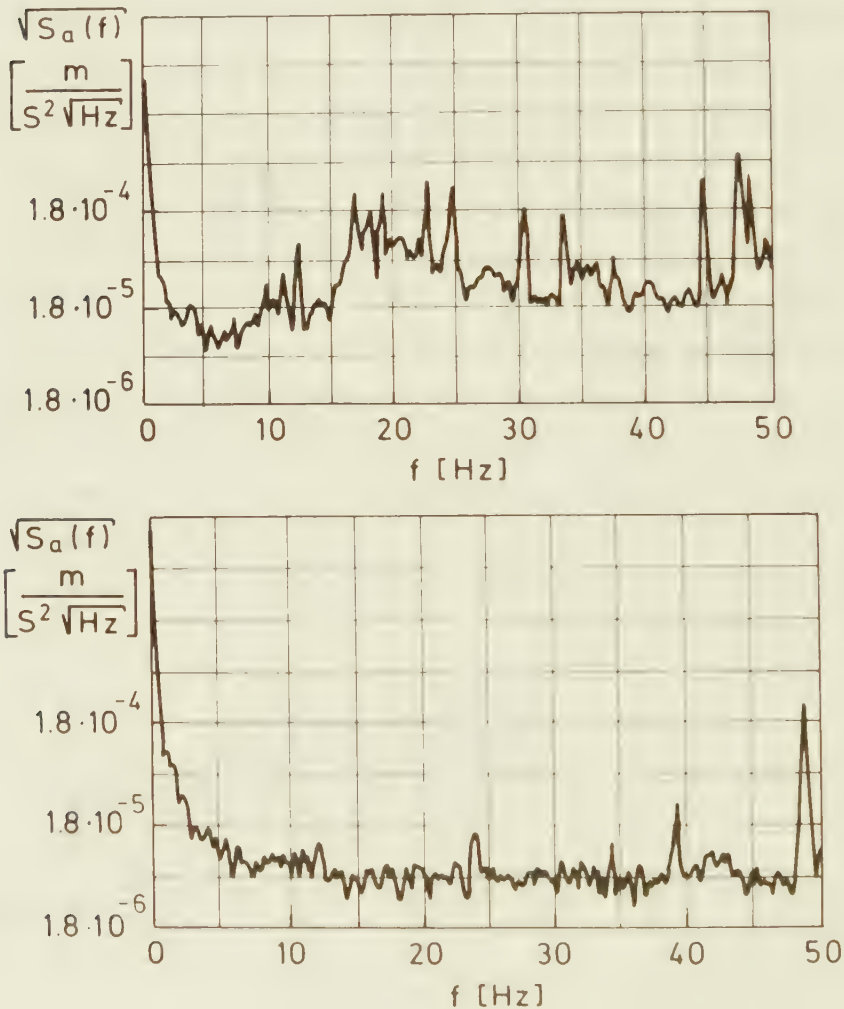


Abb. (IV 8): Spektrale Leistungsdichte der Beschleunigung
oben: Messung im zweiten Stock am Laborboden
unten: Messung an separatem Fundament im Erdgeschoß

Verlegt man den gesamten experimentellen Aufbau, der sich im Augenblick im zweiten Stock befindet, auf von Gebäude getrennte Fundamente ins Erdgeschoß, wie es im neuen Institut vorgesehen ist, so kann man ebenfalls die mechanischen Anregungen deutlich unterdrücken. Abb. (IV 8) zeigt, daß eine Verringerung der mechanischen Störkräfte um über 30 dB in manchen Frequenzbereichen zu beobachten ist.

Ein weiterer Ansatzpunkt ist die Absenkung der Resonanzfrequenz des Schwingungsisolationsystems. Rinker und Faller ist es gelungen, durch Kopplung elektromagnetischer und mechanischer Baueinheiten die effektive Isolationswirkung einer Spiralfeder mit einer Resonanzfrequenz von $f_0 = 0,02$ Hz zu erzeugen [49]. Eine normale mechanische Feder besäße bei dieser Resonanzfrequenz eine Auslenkung x von mehreren Kilometern ($x = g/f_0^2$). Dies führt zu einer gemessenen mechanischen Isolationswirkung von über 40 dB bei $f = 1$ Hz!

Eine zusätzliche Verringerung der dynamischen FPI-Deformationen läßt sich entweder durch Vergrößerung des Durchmessers des Abstandhalters oder geschickter durch die Verteilung der Kraftangriffspunkte auf die gesamte Länge des FPI-Körpers. Dadurch werden die Verbiegungen des Zerodurstabes wesentlich kleiner. Dazu betrachte man einen Stab, der an beiden Enden aufliegt. Für die Auslenkung der Stabmitte unter dem Eigengewicht erhält man:

$$s \sim \frac{\rho g}{E} \cdot \frac{l^4}{R^2}$$

l - Länge des Stabes

E - Elastizitätsmodul

R - Radius

ρ - Dichte des Stabes

Die Änderung des Biegezustandes durch fluktuierende Kräfte an den Auflagelinien weist die gleiche Abhängigkeit von den Stabdimensionen auf wie die statische Durchbiegung unter dem eigenen Gewicht. Eine Verringerung von l durch Verteilung der Kräfte längs der Achse des Abstandhalters führt zu einer drastischen Reduktion der Durchbiegung des FPI und damit des Einflusses der Störkräfte. Ein Konstruktionsvorschlag ist in Abb. (IV 9) gezeigt. Eine sogenannte "Wiege" wird wie gewohnt an zwei Spiralfedern aufgehängt und trägt

den Zerodurstab. Sie biegt sich unter dessen Gewicht durch. Der FPI-Abstandshalter ist auf zwei Gummilippen gelagert, die wesentlich weiter einfedern als die Wiege sich durchbiegt. Deshalb entsteht nur eine geringe Variation der Auflagekräfte entlang des Zerodurstabes.

Die Fülle der Verbesserungsmöglichkeiten zeigt, daß mit großer Wahrscheinlichkeit zukünftige Generationen von Frequenzdiskriminatortsystemen nicht mehr durch mechanische Störungen in ihrer Meßgenauigkeit begrenzt sein werden. Dann treten andere Effekte auf, von denen einige im nächsten Kapitel beschrieben werden.

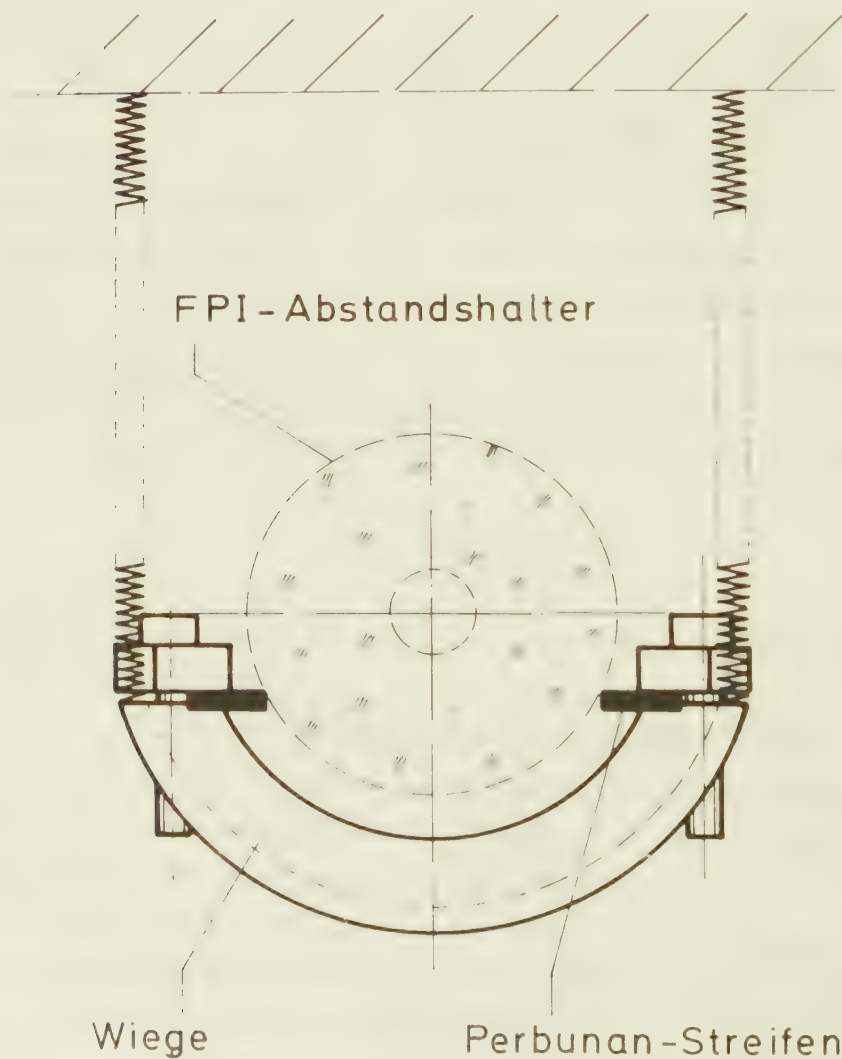


Abb. (IV 9): Lagerung des FPI-Abstandshalters in einer Wiege zur Verteilung der Kraftangriffspunkte

IV 5. Begrenzung der Frequenzstabilität durch zusätzliche Störprozesse

Neben den mechanischen Störungen der FPI existieren eine Reihe weiterer Prozesse, die die Frequenzstabilität des Lasersystems begrenzen können. Obwohl sie im momentanen Entwicklungsstadium eine sekundäre Rolle spielen, sollen sie wegen ihrer Bedeutung für Systeme mit deutlich verringertem Einfluß mechanischer Störungen diskutiert werden.

IV 5.1. Thermische Drift des FPI-Spiegelabstands

Bei der Verwendung elektronischer Übergänge in Atomen, Ionen oder Molekülen zur Frequenzdiskriminierung ist das Signal-Rauschverhältnis deutlich geringer als bei Benutzung eines FPI [32]. Deshalb ist die Meßgenauigkeit für schnelle Frequenzschwankungen im ersten Fall kleiner als im zweiten. Mit zunehmender Beobachtungszeit wächst der Meßfehler des FPI-Diskriminators wegen der thermischen Drift des Spiegelabstands, während die Frequenzbestimmung an einer atomaren Linie mit der Wurzel aus der Integrationszeit τ genauer vorgenommen werden kann, solange das Signal-Rausch-Verhältnis die dominierende Größe ist. Bei Werten von τ_0 , die typisch bei einigen Sekunden liegen, besitzen beide Verfahren die gleiche Meßgenauigkeit für Frequenzschwankungen. Benutzt man eine Kombination beider Methoden zur Frequenzstabilisierung, so ergeben sich die größten Restfluktuationen bei Integrationszeiten von τ_0 , und diese bestimmen bei hinreichend kleinen Kurzzeitschwankungen die spektrale Auflösung. Je geringer die thermische Drift des FPI-Spiegelabstand ist, desto größer wird τ_0 und damit das Auflösungsvermögen des Laserspektrometers.

Die in dieser Arbeit verwendete verbesserte FPI-Konstruktion weist eine Änderung der longitudinalen Modenfrequenz mit der Temperatur von $\Delta\nu = 1,2 \text{ MHz/K}$ auf. Für die Reduzierung der Temperaturschwankungen am Ort des Referenzresonators wurde eine passive Wärmeisolation gewählt. Der Einbau des FPI ins Hochvakuum bewirkt, daß der Energietransport überwiegend durch Wärmestrahlung geschieht. Um ihn möglichst weit zu reduzieren, wurde Aluminium wegen seiner geringen

Emissivität als Aufbaumaterial verwendet, ein Wärmeschutzschild zwischen Rezipient und FPI eingebaut (Innenzylinder in Abb. (III 10)) S. 45) und eine Politur der Oberflächen durchgeführt. Den Wärmetransport zum Referenzresonator charakterisieren zwei in Serie geschaltete thermische Zeitkonstanten von ca. 40 Stunden. Eine Abschätzung des Temperaturanstiegs ΔT des FPI-Körpers ergibt bei einem Sprung der Labortemperatur von 4 K nach acht Stunden $\Delta T = 80$ mK und nach 16 Stunden $\Delta T = 320$ mK. Die maximalen Driftraten sind $\dot{T} = 20$ mK/h bzw. $\dot{T} = 40$ mK/h, d.h. in Frequenzen $\dot{\nu} = 30$ kHz/h = 8 Hz/s bzw. $\dot{\nu} = 60$ kHz/h = 16 Hz/s. Diese Werte können durch Vergrößerung der thermischen Zeitkonstanten und Temperaturstabilisierung des gesamten Rezipienten weiter deutlich gesenkt werden.

IV 5.2. Einfluß des Restgases im Interferometer

Luftdruckschwankungen bewirken eine Änderung des optischen Wegs zwischen den Interferometerspiegeln und ändern damit die Frequenzen der longitudinalen Moden des FPI. Um die Größe dieses Effekts zu reduzieren, wurde der Druck im Rezipienten auf $P = 2 \cdot 10^{-5}$ Torr abgesenkt, wodurch sich bei der hier beschriebenen Anordnung eine Abweichung der Modenfrequenzen vom Vakuumwert um $\Delta \nu = 1,4$ kHz ergibt. Fluktuationen können zum einen durch eine ungleichmäßige Saugleistung der Ionengetterpumpe entstehen (Argon-Instabilitäten), zum anderen durch statistische Schwankungen des Brechungsindex. Schätzt man die zu erwartenden Fluktuationen nach dem Gesetz der großen Zahlen ab, so erhält man $\frac{\delta(\Delta \nu)}{\Delta \nu} \approx \frac{\delta(\Delta n \cdot d)}{\Delta n \cdot d} = \Delta N/N = 1/\sqrt{N}$ und durch Einsetzen von N : $\delta(\Delta \nu) = 17$ mHz, also einen vernachlässigbaren Beitrag zur Linienbreite. Der Einfluß von Schwankungen der Saugleistung läßt sich durch Verwendung von UHV-Technik weiter verringern.

IV 5.3. Schrotrauschen der Signalleistung

Das erwartete Schrotrauschniveau der hier beschriebenen Anordnung ist einer weißen Rauschleistungsdichte von $S_{\Delta \nu}(f) = 0,23$ Hz²/Hz

* (n - Brechungsindex, d - geometrischer Spiegelabstand, N - Anzahl der Teilchen im Modenvolumen)

äquivalent. Dies entspricht nach der Arbeit von Elliot et al. einer Breite der spektralen Leistungsdichte des Lasers von $\Delta\nu = 0,7$ Hz [28]. Eine Absenkung dieses Wertes durch Erhöhung der Signalleistung ($\Delta\nu \sim 1/\sqrt{P}$) ist im Augenblick nicht möglich, da die Spiegelbeschichtungen sonst beschädigt werden. Erst wenn Spiegel mit sogenannten "harten" Vielfachinterferenzschichten wesentlich höherer Strahlenbelastbarkeit verfügbar werden, kann man diesen Weg verfolgen.

Die Verringerung der Breite des FPI-Transmissionsprofils $\Delta\nu_F$ stellt eine Alternative dar. Für planparallele FPI gilt [51]:

$$\Delta\nu_F = \frac{c}{2l} \cdot \frac{1-R}{\sqrt{R}}$$

(R - Reflektivität der FPI-Spiegel, l - Spiegelabstand)

Verringert man $\Delta\nu_F$, wird die Diskriminatorcharakteristik T_D steiler: $T_D \sim 1/\Delta\nu_F$. Bei gleichbleibender Signalleistung bleibt der Rauschuntergrund konstant, während die Empfindlichkeit für die Messung der Frequenzschwankung proportional zu T_D steigt, so daß gilt: $\Delta\nu \sim 1/\Delta\nu_F$.

Die erste Möglichkeit besteht in der Verlängerung des Spiegelabstands. Abstandshalter mit $l = 1$ m würden eine durch das Schrot-rauschen begrenzte Linienbreite von $\Delta\nu = 0.18$ Hz ermöglichen. Berücksichtigt man zusätzlich die Vergrößerung des Modenradius und erhöht die Signalleistung so weit, daß die Intensität an den Spiegeloberflächen den gleichen Wert wie vor der Verlängerung erreicht, so gewinnt man einen weiteren Faktor 4: $\Delta\nu = 4,5 \cdot 10^{-2}$ Hz. Die zweite Möglichkeit besteht in der Verwendung von Spiegeln höherer Reflektivität. Obwohl solche Beschichtungen heute herstellbar sind [52], kann man sie leider noch nicht käuflich erwerben.

V Schlußbemerkungen

Durch hochwertige elektronische Regelkreise ist es beim gegenwärtigen Entwicklungsstand möglich, die Frequenzschwankungen eines Lasers so präzise zu kontrollieren, daß die erreichbare Linienbreite allein von der Genauigkeit des Frequenzmeßverfahrens abhängt. Die besten heute bekannten Methoden zur Bestimmung von Frequenzfluktuationen im Kurzzeitbereich ($t \lesssim 1$ s) benutzen die Frequenzen longitudinaler Moden von Fabry-Perot-Resonatoren als Referenz. Die Genauigkeit des Meßverfahrens ist nicht durch prinzipielle physikalische Prozesse, sondern durch technische Probleme begrenzt, vor allem der mechanischen Stabilität der Referenzresonatoren. Durch konsequente Perfektionierung des experimentellen Aufbaus, insbesondere der Konstruktion und Schwingungsisolation der Fabry-Perot-Interferometer, erscheint eine Verbesserung der Frequenzstabilität um weitere zwei Größenordnungen möglich. Dann dürften die technischen Probleme einen solchen Schwierigkeitsgrad erreichen, daß über ihre Beherrschung vom augenblicklichen Entwicklungsstand aus nur spekuliert werden kann. Die Linienbreiten der Laser sollten damit in absehbarer Zukunft Werte von einigen Hertz erreichen und das Potential der ultrahochauflösenden Spektroskopie weitgehend nutzbar machen.

Anhang I

Ableitung der Speicherzeit eines Fabry-Perot-Interferometers

Bei Einfall von Licht der Amplitude A_0 auf ein FPI mit Spiegeln gleicher Reflektivität R ergibt sich die reflektierte Amplitude A zu [51]:

$$A = -A_0 \cdot \sqrt{R} \left[1 - (1-R) e^{i\delta} \sum_{m=0}^{\infty} R^m e^{im\delta} \right]$$

δ - Phasenverschiebung des Lichts bei einem Umlauf im Resonator.

Sie setzt sich zusammen aus der direkt am Einkoppelspiegel reflektierten Amplitude $A = -A_0\sqrt{R}$ und den durch den Einkoppelspiegel nach m Umläufen im Resonator transmittierten Teilwellen, beschrieben durch die unendliche Reihe. Ist die einfallende Welle in Resonanz mit dem FPI gilt $\delta = 0$.

Tritt nun zur Zeit $t = 0$ ein Phasensprung des einfallenden Laserlichts um den Betrag ϕ_0 auf, gilt für die Phase $\phi(t)$ der Laserstrahlung

$$\begin{aligned} \phi(t) &= 0 & \text{für } t < 0 \\ \phi(t) &= \phi_0 & \text{für } t \geq 0 \end{aligned}$$

Dieser Phasensprung bewirkt, daß die aus dem Einkoppelspiegel des FPI austretenden Teilstrahlen mit einer phasenverschobenen reflektierten Welle interferieren und die im Resonator zirkulierenden Teilstrahlen sukzessive durch solche mit neuer Phase ersetzt werden. Die Amplitude des reflektierten Lichts wird damit eine Funktion der Anzahl n der Umläufe, die die Welle mit der geänderten Phase im Resonator zurückgelegt hat:

$$A(n) = -A_0 \sqrt{R} \left[e^{i\phi_0} - (1-R) \sum_{m=0}^n R^m e^{i\phi_0} - (1-R) \sum_{m=n}^{\infty} R^m \right]$$

Berechnet man die geometrischen Reihen, so erhält man

$$A(n) = A_0 \sqrt{R} R^n (e^{i\phi_0} - 1)$$

bzw. für das Betragsquadrat:

$$|A(n)|^2 = 2A_0^2 R \cdot R^{2 \cdot n} (1 - \cos \phi_0)$$

Ersetzt man die Anzahl n der Umläufe im Resonator durch die Zeit t dividiert durch die Zeit pro Umlauf, $T = 2l/c$ (l - Spiegelabstand, c - Lichtgeschwindigkeit), so erhält man

$$|A(t)|^2 = 2A_0^2 R R^{2 \cdot t/T} (1 - \cos \phi_0) = 2A_0^2 R \cdot e^{2 \cdot \ln R \cdot t/T} (1 - \cos \phi_0)$$

Für die Zeit T_S nach der die reflektierte Intensität auf $1/e$ ihres Wertes bei $t = 0$ abgefallen ist, erhält man:

$$T_S = - \frac{T}{2 \ln R} = - \frac{d}{c \ln R}$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten FPI ($d = 250$ mm, $R = 99,93$ %) erhält man $T_S = 1,3$ μ s.

Anhang II

Fabry-Perot-Interferometer als Meßgerät für schnelle Phasenschwankungen

Man betrachte die Amplitude eines Laserfeldes, das mit der Frequenz f phasenmoduliert ist und außerdem eine Phase $\phi(t)$ aufweist, die mit typischen Zeitkonstanten $\tau > T_S$, der Speicherzeit des Resonators, fluktuiert:

$$E(t) = -E_{-1}e^{i[2\pi(\nu-f)t+\phi(t)]} + E_0e^{i[2\pi\nu t+\phi(t)]} \\ + E_{+1}e^{i[2\pi(\nu+f)t+\phi(t)]}$$

Dieses Strahlungsfeld falle nun auf ein FPI, dessen Transmissionsprofil eine Breite $\Delta\nu \ll f$ aufweist und das eine longitudinale Mode der Frequenz ν besitzt. In diesem Fall werden die Seitenbänder direkt am Einkoppelspiegel reflektiert, während die zentrale Komponente teilweise eingekoppelt wird und eine durch den Einkoppelspiegel transmittierte Komponente des im Resonator gespeicherten Feldes von

$$E_r(t) = E_{r0} \cdot e^{i2\pi\nu t}$$

erzeugt, bei der die schnellen Phasenfluktuationen durch die Speicherzeit ausgemittelt wird. Berechnet man die Terme von $|E(t) + E_r(t)|^2$, die mit der Modulationsfrequenz f variieren, so erhält man für $E_{\pm 1} = M E_0$

$$I(t) = 4E_{r0}E_0M \sin 2\pi ft \sin \phi(t)$$

Bei synchroner Detektion in Quadratur mit der Modulationsfrequenz f erhält man also ein Signal, das bei kleinen Phasenhüben $\phi(t) \ll 2\pi$, die bei hohen Fourierfrequenzen vorliegen, direkt proportional zu $\phi(t)$ ist.

Literaturverzeichnis

- [1] T.W. Hänsch, M.D. Levenson, A.L. Schawlow: Phys.Rev.Lett. 26, 946 (1971)
Eine Zusammenfassung der Möglichkeiten und Grenzen der Sättigungsspektroskopie im Hinblick auf das spektrale Auflösungsvermögen und der Anwendung zur Frequenzstabilisierung von Lasern enthält: A. Brillet, P. Cézé: Journal de Physique, Colloque C8, supplément au no. 12, Tome 42, Seite C8-73 (1981)
- [2] T.W. Hänsch, K.C. Harvey, G. Meisel, A.L. Schawlow: Opt.Comm. 11, 50 (1974)
Ch. Bordé: C.R. Acad. Sc. Paris B 271, 371 (1970)
- [3] Ye.V. Baklanov, B.Ya. Dubetskij, V.P. Chebotayev: Appl.Phys. 9 171 (1976) and Appl.Phys. 11, 201 (1976)
- [4] J.C. Bergquist, S.A. Lee, J.L. Hall: Phys.Rev.Lett. 38, 159 (1977)
- [5] J.C. Bergquist, R.L. Barger, D.J. Glaze in "Laser Spektroskopie IV", S. 120; H. Walther, K.W.Rothe (Hrsg.), Springer (Berlin, Heidelberg, New York) (1979)
R.L. Barger: Opt.Lett. 6, 145 (1981)
- [6] J. Helmcke, J.J. Snyder, D. Zevgolis: Appl.Phys. B 32, 25 (1983)
- [7] W.D. Phillips, H.D. Metcalf: Phys.Rev.Lett. 48, 596 (1982)
- [8] R.B. Blatt, W. Ertmer, J.L. Hall in "Precision Measurement and Fundamental Constants", D.N. Langenberg und B.N. Taylor (Hrsg.), Natl.Bur.Stand.Spec.Publ. 617, 142 (1984)
- [9] F.M. Penning: Physica 3, 873 (1936)
E. Fischer: Z.Phys. 156, 1 (1959)
Eine gute Übersicht wird gegeben von:
D.J. Wineland, W.M. Itano, R.S. Van Dyck Jr. in "Advances in Atomic and Molecular Physics", Vol. 19; B. Bederson, Sir D. Bates (Hrsg.), S. 136 (1983)

- [10] D.J. Wineland, R.E. Drullinger, F.L. Walls: Phys.Rev.Lett. 40, 1639 (1978)
W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt: Phys.Rev.Lett. 41, 233 (1978)
- [11] R.H. Dicke: Phys.Rev. 89, 472 (1953)
- [12] T.W. Hänsch in "Precision Measurement and Fundamental Constants", D.N. Langenberg und B.N. Taylor (Hrsg.), Natl.Bur.Stand.Spec. Publ. 617, 111 (1984)
- [13] S.R. Amin, C.D. Caldwell, W. Lichten: Phys.Rev.Lett. 47, 1234 (1981)
- [14] P. Nachman, M.D. Rayman, J.L. Hall in "Precision Measurement and Fundamental Constants", D.N. Langenberg und B.N. Taylor (Hrsg.), Natl.Bur.Stand.Spec.Publ. 617, 671 (1984)
- [15] J. Bailey et al.: Nature 268, 301 (1977)
- [16] M. Kaivola, O. Poulsen, E. Riis, S.A. Lee: Phys.Rev.Lett. 54, 255 (1985)
- [17] D.J. Wineland, W.M. Itano, J.C. Bergquist, F.L. Walls in "Proc. 35th Annu.Symp.Freq.Contr." 602 (1981)
- [18] H.G. Dehmelt: Trans.Instr.Meas. IM 31, 83 (1982)
A.G. Mungall, H. Daams, J.S. Boulanger in "Precision Measurement and Fundamental Constants", D.N. Langenberg und B.N. Taylor (Hrsg.), Natl.Bur.Stand.Spec.Publ. 617, 21 (1984)
- [19] P.L. Bender et al.: Bull.Am.Phys.Soc. 21, 599 (1976)
- [20] R.G. de Voe, R.G. Brewer: Phys.Rev.Lett. 25, 1269 (1983)
- [21] J. Helmcke: Verhandl. DPG (VI) 19, 829 (1984)
- [22] A.L. Schawlow, C.H. Townes: Phys.Rev. 112, 1940 (1958)

- [23] K. Ujihara: IEEE Journ.Quant.Electr. QE-20, 814 (1984)
und hierin zitierte Referenzen
- [24] M. Schwartz: "Information, Transmission, Modulation and Noise",
Mc. Graw Hill (New York, Toronto, London) (1959)
- [25] W.B. Davenport, W.L.Root, "An Introduction to the Theory of
Random Signals and Noise", Mc Graw Hill (New York, Toronto,
London) (1958)
- [26] J.A. Barnes et al.: NBS Technical Note 394 (1970)
- [27] J. Rutman: Proc. IEEE 66, 1048 (1978)
- [28] D.S. Elliot, R. Roy, S.J. Smith: Phys.Rev. A 26, 12 (1982)
- [29] A.D. White, IEEE J. Quant. Electr. QE-1, 349 (1965)
- [30] T.W. Hänsch, B. Couillaud: Opt.Comm. 35, 441 (1980)
- [31] G.C. Bjorklund: Opt.Lett. 5, 15 (1980)
- [32] J. Hough, D. Hils, M.D. Rayman, Ma L.-S., L. Hollberg, J.L. Hall:
Appl.Phys. B 33, 179 (1984)
- [33] R.C. Dorf, "Modern Control Systems", Addison Wesley (Reading,
Massachusetts) (1980)
- [34] T.F. Johnston, R.H. Brady, W. Profitt: Appl.Opt. 21, 2307
(1982)
- [35] H.P. Härrä, S. Leutwyler, E. Schumacher: Rev.Sci.Instr. 53, 1855
(1982)
- [36] G. Brom, Deutsch-Französisches Forschungsinstitut Saint-Louis,
Bericht R 113/76 (1976)
- [37] A. Yariv, "Quantum Electronics", S. 140, John Wiley & Sons
(New York) (1975)

- [38] K. Klotter, "Technische Schwingungslehre", Springer Verlag (Berlin, Heidelberg, New York) (1978)
- [39] R.V. Pound: Rev.Sci.Instr. 17, 490 (1946)
- [40] Die Arbeit wird 1981 zitiert und auf Ende 1979 datiert in:
J.L. Hall et al.: Appl.Phys.Lett. 39, 680 (1981)
Sie erschien aber erst 1983:
R.W.P. Drever, J.L Hall, F.V. Kowalski et al.: Appl.Phys. B 31,
97 (1983)
- [41] A. Schenzle, R.G. de Voe, R.G. Brewer: Phys.Rev. A 25, 2606 (1982)
- [42] R.G. De Voe, R.G. Brewer: Phys.Rev. A 30, 2827 (1984)
- [43] J.L. Hall et al.: Appl.Phys.Lett. 39, 680 (1981)
- [44] J.L. Hall et al.: Journal de Physique, Colloque C 8, supplément
au n° 12, Tome 42, S. C8-59 (1981)
- [45] G.C. Bjorklund, M.D. Levenson: Phys.Rev. A 24, 166 (1981)
- [46] M.D. Levenson, W.E. Moerner, D.E. Horne: Opt.Lett. 8, 108 (1983)
- [47] M. Romagnoli, M.D. Levenson, G.C. Bjorklund: Opt.Lett. 8, 635
(1983)
- [48] D. Anafi, R. Goldstein, J. Machewirth: Laser Focus, 72, August
(1977)
- [49] J. Helmcke, S.A. Lee, J.L. Hall: Appl.Opt. 21, 1686 (1982)
- [50] R.L. Rinker, J.E. Faller in "Precision Measurements and Fundamental
Constants", D.N. Langenberg und B.N. Taylor (Hrsg.), Natl.Bur.
Stand.Spec.Publ. 617, 411 (1984)
- [51] W. Demtröder: "Laser Spectroscopy", Springer (Berlin, Heidelberg,
New York) (1981)
- [52] Alain Brillet: Private Mitteilung

Danksagung

Herrn Professor Walther danke ich für die Vergabe des Themas und die guten Arbeitsmöglichkeiten im Max-Planck-Institut. Für die ausgezeichnete Betreuung der Arbeit bin ich Herrn Dr. Daniel besonders verbunden. Bei vielen mechanischen Konstruktionen und der umfangreichen Aufbauarbeit bei der Einrichtung des Labors war Herr Schönauer eine wertvolle Hilfe. Ohne die rasche und gute Arbeit der Werkstatt unter Herrn Ritter, Herrn Ertl und Herrn Därndl wäre der experimentelle Erfolg nicht möglich gewesen. Herrn Schilling danke ich für die wertvolle Unterstützung beim Bau der Elektronik, Herrn Steiner für manche freundliche Beratung. Der Gravitationswellengruppe, den Herren Maischberger, Rüdiger, Winkler, Shoemaker und Schilling, verdanke ich viele anregende und klärende Diskussionen. Frau Pfister zeichnete den größten Teil der Diagramme und Frau Borchers brachte die Arbeit in eine lesbare Form.

Lebenslauf

Name: Ulrich Grzesik
Geburtsdatum: 06. Juni 1957
Geburtsort: 56 Wuppertal-Barmen
Familienstand: verheiratet mit Elisabeth Grzesik, geb. Krenek
Sohn Benno, geb. am 10.08.83
Eltern: Professor Dr. Jürgen Grzesik und Agnes Grzesik,
geb. Rosenthal

Ausbildung

1962 - 66 Volksschule in Wuppertal-Ronsdorf
1966 - 75 Neusprachliche Gymnasien in Wuppertal-Ronsdorf und
-Barmen
1975 - 78 Studium an der Universität Köln, Vordiplom
1978 - 82 Studium an der Technischen Universität München
seit 1982 Promotion am Max-Planck-Institut für Quantenoptik

